PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 14. 15. Juli 1905. Redaktionsschluß für No. 15 am 26. Juli 1905. 6. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

H. Gerdien, Ein Elektrometer zur Untersuchung radioaktiver Induktionen. S. 433.

J. E. Burbank, Induzierte Thoriumaktivität in Göttingen. S. 436.

J. Stark u. R. Küch, Elektrische und spektrale Eigenschaften des Lichtbogens zwischen *Cd*-, *Zn*-, *Pb*-, *Bi*-, *Sb*-, *Te*- und *Se*-Elektroden in evakuierten Quarzglasröhren. S. 438.

R. Lohnstein, Bemerkung zu der Notiz „Über das Leuchtendmachen evakuierter Röhren durch Reibung". S. 443.

H. E. Schmitz, Der thermoelektrische Stromkreis dreier Metalle. S. 443.

M. Th. Edelmann, Kinematische Studie über die longitudinalen Bewegungen des Stieles einer tönenden Stimmgabel. S. 445.

Zusammenfassende Bearbeitungen:

M. Iklé, Optische Methoden zur Messung hoher Temperaturen. S. 450.

Preisausschreiben. S. 464.

Personalien. S. 464.

Gesuche. S. 464.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Ein Elektrometer zur Untersuchung radioaktiver Induktionen.

Von H. Gerdien.

Zum Nachweis der induzierten Aktivitäten von Radium und Thor, sowie der aus der Atmosphäre auf negativ geladenen Drähten niedergeschlagenen Induktionen war bisher der modifizierte Zerstreuungsapparat nach J. Elster und H. Geitel[1]) im Gebrauch; der Schutztopf wurde unten durch einen auf dem Elektrometerhalse aufliegenden Blechteller geschlossen, in das Innere des Schutztopfes setzte man eine Trommel aus Drahtnetz, auf welcher der aktivierte Draht aufgewickelt war. Man beobachtete den Spannungsabfall an dem aus Elektrometer und Zerstreuungskörper bestehenden isolierten System, der durch die Ionisierung der im Apparate eingeschlossenen Luft bedingt war. Die Intensität des so gemessenen Sättigungsstromes, vermindert um den im leeren Apparat bestehenden Reststrom, galt als Maß für die Intensität der auf dem Drahte induzierten Aktivität.

Ich beabsichtigte, für besondere Zwecke die Empfindlichkeit der Methode so weit zu steigern, als es unter Verwendung des Blättchenelektrometers als Meßinstrument möglich ist. Die Abnahmegeschwindigkeit der Spannung am isolierten System ist

$$-\frac{dV}{dt} = \frac{\varepsilon \cdot \int_k q\,dk}{C}, \qquad (I)$$

worin V die Potentialdifferenz zwischen den Elektroden, t die Zeit, ε die Ladung des Ions, q die in der Volumeneinheit und Zeiteinheit erzeugte Zahl der Ionen eines Vorzeichens, dk das Volumenelement des ionisierten Raumes und C die Kapazität des isolierten Systems bedeutet.

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Ztschr. **3**, 76—79, 1901; diese Ztschr. **4**, 96—97, 1902.

Die Größe q ist eine Funktion des Ortes und zwar setzt sie sich aus zwei Anteilen

$$q = q_1 + q_2 \qquad (II)$$

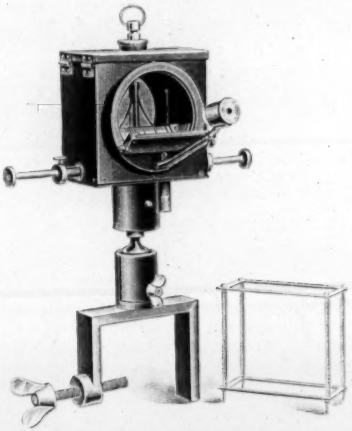
zusammen, von denen der erste durch die im leeren Versuchsraum wirkende Ionisierungsstärke bedingt ist, während der zweite durch die von dem aktivierten Draht ausgehenden Strahlungen bestimmt wird.

Aus (I) geht zunächst hervor, daß man die Kapazität des isolierten Systems möglichst klein machen muß, wenn bei kleinem $\int_k q\,dk$ noch ein merklicher Spannungsabfall erzielt werden soll; andererseits ist aus (II) ersichtlich, daß es von der Art der ionisierenden Strahlungen, welche die Größen q_1 und q_2 bestimmen, abhängen wird, welche Größe das durchstrahlte Volumen haben muß, damit noch sehr kleine Aktivitäten eine merkliche Vermehrung des im leeren Gehäuse bestehenden Sättigungsstromes (Reststromes) ergeben. Dieser Reststrom ist, wie Rutherford, Mc. Lennan, Cooke, Burton[1]) gezeigt haben, zu etwa $^1/_3$ durch eine sehr durchdringende Strahlung bedingt, welche von der Erdoberfläche auszugehen scheint; der übrige Teil des Stromes scheint von einer leicht absorbierbaren Strahlung herzurühren, welche von den Wänden des Gefäßes ausgeht und vermutlich von radioaktiven Induktionen größerer mittlerer Lebensdauer herrührt.

Die von der zu untersuchenden Aktivität ausgehenden Strahlungen bestehen, soweit sie stark ionisierend wirken, im wesentlichen aus α-Strahlen, die in Luft von Atmosphärendruck schon nach einem Wege von wenigen Zentimetern absorbiert sind. Es hat keinen Zweck, das durchstrahlte Luftvolumen größer zu machen, als zur vollständigen Absorption der α-Strahlen

1) H. L. Cooke, Phil. Mag. (6) **6**, 403—411, 1903; E. Rutherford u. H. L. Cooke, Phys. Rev. **16**, 183, 1903; J. C. Mc. Lennan u. C. F. Burton, Phys. Rev. **16**, 173 bis 174, 1903.

notwendig ist; es müssen alle von der mit induzierter Aktivität überzogenen Oberfläche ausgehenden durch das Innere des abgeschlossenen Luftvolumens verlaufenden möglichen Strahlungswege nach Möglichkeit die Länge haben, welche zur vollständigen Ausnutzung der ionisierenden Energie der α-Strahlen erforderlich ist; jede weitere Vergrößerung des Luftvolumens würde die Empfindlichkeit des Apparates für sehr kleine Aktivitäten verschlechtern, da sie infolge verstärkter Absorption der durchdringenden Strahlungen nur den Reststrom vergrößern würde, ohne die Ionisierung durch die von der zu untersuchenden Aktivität ausgehende α-Strahlung zu steigern.



Die vorstehend dargelegten Grundsätze wurden in folgender instrumenteller Anordnung verwirklicht. Ein parallelepipedisches Gehäuse aus geschwärztem Messingblech von 5×10 cm Grundfläche und 10 cm Höhe ist auf seiner Vorder- und Rückseite mit kreisrunden Glasfenstern von 7 cm lichtem Durchmesser versehen und oben durch einen in Scharnieren aufklappbaren Deckel mit übergreifenden Rändern verschlossen; das Gehäuse ruht auf einem Kugelgelenk, das mittels Schraubenzwinge an einer Tischplatte oder dergl. befestigt werden kann. In der Mitte der Grundplatte des Gehäuses ist ein Bernsteinisolator eingelassen, der den Blättchenträger eines Aluminiumblattelektrometers trägt; die Oberfläche des Bernsteinisolators ist zum Schutz gegen Staub und Feuchtigkeit sowie zur Vermeidung von Störungen durch reibungselektrische Ladungen des Bernsteins nach dem Vorgange von H. Schering[1]) mit einer Metallkappe überdeckt, die in der Mitte durchbohrt ist und so dem Blättchenträger mit wenig Spielraum den Durchtritt gestattet. Das Gehäuse ist mit einem Tubus zur Einführung von Natrium[1]) versehen; im Deckel befindet sich eine mit Bernstein ausgekleidete Öffnung zum Laden des Elektrometers, die durch einen mit dem Gehäuse leitend verbundenen Stöpsel verschlossen werden kann.

Die Schutzbacken des Elektrometers haben |förmigen Querschnitt und umschließen zusammengeschoben den Blättchenträger samt den Blättchen, so daß das Gehäuse dann ohne Gefahr für die Blättchen geöffnet werden kann; die Schubstangen, die zur Bewegung der Schutzbacken dienen, greifen nicht wie beim Exner-Elster-Geitelschen Elektrometer in der Mitte der Schutzbacken an, sondern an ihrem unteren Ende und sind dicht oberhalb der Grundplatte durch die Seitenwände des Gehäuses geführt. Durch diese Konstruktion ist es ermöglicht, einen parallelepipedischen Rahmen, auf dem der aktivierte Draht aufgewickelt ist, von oben in das Gehäuse so einzuführen, daß die auseinandergezogenen Schutzbacken noch innerhalb des Rahmens und der Drahtwickelung bleiben. Der Rahmen besteht aus 4 vertikalen, zirka 4 mm dicken, 8,2 cm langen Messingdrähten, die oben und unten durch je 4 Blechstreifen verbunden sind und, um das regelmäßige Aufwickeln des aktivierten Drahtes zu erleichtern, auf ihrer ganzen Länge mit Gewinde von etwa 0,6 mm Ganghöhe versehen sind. Die Ablesung der Blättchendivergenz geschieht in der von J. Elster und H. Geitel[2]) angegebenen Weise mittels Lupe und einer an der teilweise versilberten vorderen Glaswand des Gehäuses gespiegelten Skala; bei der Bewickelung des Rahmens muß an einer besonders bezeichneten Stelle, die in der Höhe der oberen Kante der Versilberung liegt, sobald der Rahmen in das Gehäuse eingeführt ist, ein etwa 2 mm breiter Zwischenraum zwischen den Drahtwindungen frei gelassen werden, durch welchen die Blättchenkanten in gewöhnlicher Weise anvisiert werden. Auf dem Rahmen können etwa 35 m eines 0,5 mm dicken Drahtes Platz finden; um die für das Aufwickeln des aktivierten Drahtes benötigte Zeit möglichst abzukürzen, was besonders bei Untersuchung geringer Aktivitäten von kurzer Lebensdauer erwünscht ist, benutzt man zweckmäßig eine dem Apparat beigegebene Wickelvorrichtung, auf welcher der Rahmen eingespannt und mittels einer Kurbel in Umdrehung versetzt werden kann.

Die Kapazität des Elektrometers beträgt 5 cm (also weniger als $^1/_3$ der Kapazität des

1) H. Schering, Diss. Göttingen, 1904.

1) J. Elster u. H. Geitel, diese Ztschr. **2**, 113—119, 1900; **4**, 137—138, 1902.
2) J. Elster u. H. Geitel, l. c.

Zerstreuungsapparates); der Reststrom entspricht einer Spannungsabnahme von 0,8 Volt in der Stunde, was bei einem ionisierten Volumen von 470 ccm einer Produktion von etwa 23 Ionen jedes Vorzeichens pro ccm und Sekunde entsprechen würde, wenn man die Leitfähigkeit des Bernsteinisolators vernachlässigt. Die Empfindlichkeit des Elektrometers wird durch Einführung des mit Draht bewickelten Rahmens nur wenig geändert; sie ist etwas größer als nach Entfernung des Rahmens. Diese Änderung der Empfindlichkeit ist völlig belanglos; zeichnet man nämlich in der üblichen Weise die Eichungskurve des Elektrometers (Abszisse Divergenz in mm und Ordinate Volt), so ist die mit Rahmen erhaltene Kurve durch Parallelverschiebung mit der ohne Rahmen erhaltenen zur Deckung zu bringen. Da man in beiden Fällen — mit und ohne Rahmen — nur Sättigungsstrom zu messen hat, so bleibt die Differenz der abgelesenen Anfangs- und Endpotentiale durch Einführung des Rahmens ungeändert.

Um einen Anhalt über das Verhältnis der Empfindlichkeit des neuen Elektrometers zu derjenigen der ursprünglichen Elster-Geitelschen Anordnung zu gewinnen, wurden gleichzeitig in beiden Apparaten gleiche Stücke eines aktivierten Drahtes untersucht; das Verhältnis der in gleichen Zeiten in beiden Apparaten beobachteten Spannungsabnahmen betrug im Mittel 1,5. Wäre in beiden Apparaten die gleiche Intensität der α-Strahlung in Ionisierungsarbeit umgesetzt worden, wären also die α-Strahlen innerhalb des Luftvolumens beider Apparate vollständig absorbiert worden, so hätte nach dem Verhältnis der Kapazitäten der Spannungsrückgang in meinem Apparate in gleichen Zeiten stets etwa der dreifache wie in dem Elster-Geitelschen Apparate sein müssen. Vermutlich werden in meinem Apparate die α-Strahlen noch nicht vollständig innerhalb des Luftraumes absorbiert; bei der definitiven Ausführung soll die Tiefe des Elektrometergehäuses von 5 auf 8 cm erhöht werden, so daß dann der direkte Weg, welchen die α-Strahlen von einer Seite des Rahmens zur gegenüberliegenden zurückzulegen haben, statt 4 cm 7 cm betragen wird. In der Tat haben ja auch die neuen Untersuchungen von Bragg und Kleeman [1]) gezeigt, daß die von den Induktionen des Radiums ausgesandten α-Strahlen bei Atmosphärendruck erst durch eine Luftschicht von 6—7 cm vollständig absorbiert werden. Durch die Vergrößerung des Elektrometergehäuses wird natürlich auch der Reststrom etwas vergrößert werden; immerhin wird der neue Apparat besonders bei der Untersuchung sehr schwacher Aktivitäten dem Elster-Geitelschen überlegen sein, da der Reststrom in diesem etwa 30 Volt pro Stunde, oder etwa dem 40fachen der in meinem Apparat stattfindenden Spannungsabnahme entspricht.

Handelt es sich um die Aufgabe, mittels des beschriebenen Elektrometers den zeitlichen Verlauf der Intensität einer radioaktiven Induktion zu untersuchen, so ist es nicht zu empfehlen, die Ablesungen zu vorgegebenen Zeiten auszuführen und die zugehörigen Voltzahlen aus der Eichungskurve zu entnehmen; vielmehr ist wegen seiner größeren Genauigkeit das folgende Verfahren vorzuziehen. Man ladet das Elektrometer und nimmt mittels einer Stoppuhr die Zeit, welche zwischen dem Durchgange der Blättchenkanten durch je zwei um 5—10 mm auseinanderliegende Skalenteile verstreicht; die Zeit des Beginns oder Endes der Messung wird gleichfalls notiert. Wiederholt man die Messung der Dauer des Blättchenrückganges stets zwischen den gleichen Skalenteilen, so ist die gemessene Zeit umgekehrt proportional dem Sättigungsstrome im Innern des Elektrometergehäuses und gibt so ein von den Fehlern der Elektrometer-Eichung unabhängiges Maß für die Intensität der radioaktiven Induktion.

Nach meinen bisherigen Erfahrungen scheint diese Aufgabe zurzeit die einzige zu sein, welche bei der Untersuchung der aus der Atmosphäre gewonnenen radioaktiven Induktionen mit einer gewissen Sicherheit und Genauigkeit lösbar ist. Auf Grund von Versuchen, die ich demnächst veröffentlichen werde, ist es mir sehr zweifelhaft geworden, ob die Elster-Geitelsche Methode des Aktivierens von Drähten in der freien Luft überhaupt geeignet ist, einen quantitativen Schluß auf den Gehalt der Atmosphäre an radioaktiven Induktionen zuzulassen. Nach meinen Versuchen hängt nämlich die Intensität der radioaktiven Induktionen auf dem in freier Luft exponierten Draht nicht nur wie bekannt von der Höhe des angewandten negativen Potentials und der Dauer der Exposition, sondern auch von der spezifischen Geschwindigkeit der positiv geladenen Träger der Induktionen im elektrischen Felde, von ihrer spezifischen Zahl und einigen anderen Faktoren ab. Überhaupt ist es ratsam, bei der Vergleichung von verschiedenen aktivierten Drähten Schlüsse auf die Intensitätsverhältnisse nur mit größter Vorsicht zu ziehen. Die Drähte dürfen bei solchen Vergleichsmessungen nach der Exposition nicht mit den Händen berührt werden, da sonst ein Teil der induzierten Aktivität von dem Draht heruntergewischt oder auch ein Teil der zur Messung bestimmten α-Strahlen durch Überziehen des Drahtes mit einer dünnen Feuchtigkeitsschicht absorbiert werden kann.

1) W. H. Bragg, Phil. Mag. (6) **8**, 719—725, 1904; Jahrb. d. Radioakt. u. Elektr. **2**. 4—18, 1905; W. H. Bragg u. R. Kleeman, Phil. Mag. (6) **8**, 726—738, 1904.

Auch muß für vergleichende Messungen die Art des Aufwickelns beachtet werden; wickelt man nämlich den gleichen Draht mit eng aneinanderliegenden Windungen und mit Zwischenraum zwischen den einzelnen Windungen auf, so erhält man im ersten Falle wegen der Abblendung eines Teils der von der aktivierten Oberfläche ausgehenden α-Strahlung durch die benachbarte Drahtwindung einen geringeren Effekt als im zweiten. Wirklich exakt vergleichbar sind bei Aktivierungen in der Atmosphäre nur zeitlich aufeinander folgende Werte der Intensität, die an einem Drahte unter sonst ungeänderten Verhältnissen gemessen werden; auf diese Messungen hat sich Herr J. E. Burbank, welcher in der folgenden Mitteilung darüber berichten wird, ausschließlich beschränkt.

Göttingen, Geophysik. Institut, Juni 1905.

(Eingegangen 21. Juni 1905.)

Induzierte Thoriumaktivität in Göttingen.

Von J. E. Burbank.

Wenn man einen negativ geladenen Draht oberhalb der Erdoberfläche der freien Luft aussetzt, so findet man gewöhnlich, daß die auf dem Draht induzierte Radioaktivität die des Radiums ist. Bumstead[1]) fand in New Haven auch induzierte Aktivität, die von Thorium herrührte. Nach Rutherford klingt die induzierte Radioaktivität von Radium in der Weise ab, daß sie in etwa 28 Minuten auf ihren halben Wert sinkt.

Einige Vorversuche über die Aktivität eines negativ geladenen Drahtes, der im Geophysikalischen Institut zu Göttingen exponiert wurde, zeigten, daß die induzierte Radioaktivität nicht der Gesetzmäßigkeit für Radium folgte, sondern eine längere Zeit erforderte, um auf die Hälfte ihres Wertes zu sinken.[2]) Es wurden demgemäß zwei Expositionen eines negativ geladenen Drahtes vorgenommen, eine von 16 und die andere von 24 Stunden, und zwar wurde so viel Draht benutzt, daß die induzierte Radioaktivität im ersteren Falle 33 Stunden und im letzteren 53 Stunden lang beobachtet werden konnte. Beide Fälle zeigten ganz deutlich das Vorhandensein einer induzierten Radioaktivität, welche in etwa 11 Stunden auf die Hälfte ihres Wertes abfiel, also in der für die von Thorium induzierte Radioaktivität charakteristischen Zeit.

Bei diesen Versuchen verwandte ich Kupferdraht, welcher von besonderen Isolatoren getragen wurde und mittels einer Wimshurstschen Influenzmaschine auf ein Potential von ungefähr 6000 Volt aufgeladen war. Um ein konstantes Potential zu erhalten, wurde eine geeignete Vakuumröhre zwischen die Pole der Wimshurstmaschine gelegt, der positive Pol war geerdet und der Draht an den negativen Pol angeschlossen.

Die ersten drei Beobachtungsreihen wurden mit der Elster- und Geitelschen Form des Apparates ausgeführt, die vierte, fünfte und sechste mit der neuen Form des Elektroskops, welche kürzlich von Dr. Gerdien ersonnen worden ist.[1]) Die dritte und vierte Reihe wurden mit demselben Draht ausgeführt, wobei in jedem Apparat eine Hälfte des Drahtes verwandt wurde.

In den vier ersten Reihen wurde die Divergenz der Blättchen am Anfang und am Ende eines bestimmten Zeitintervalles abgelesen. Dies Verfahren erwies sich als unzweckmäßig, da hierbei die Fehler in der Eichung mit in die Beobachtungen eingingen. Bei der fünften und sechsten Reihe beobachtete ich mittels einer Stoppuhr die Zeit, während welcher die Divergenz der Blättchen von einem bestimmten Wert

1) Diese Zeitschr. **6**, 433, 1905.

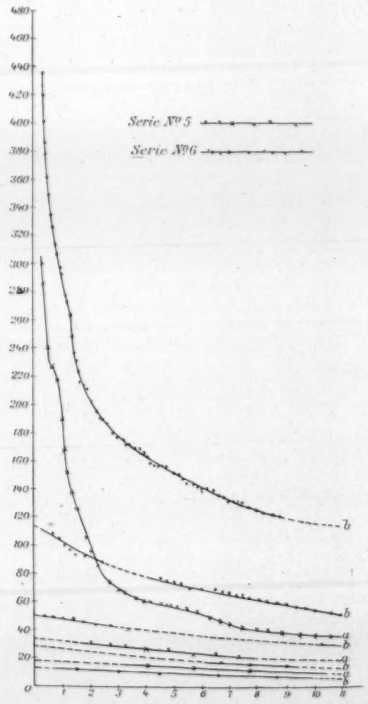


Fig. 1.

1) Diese Zeitschr. **5**, 504, 1904.
2) l. c.

bis auf einen andern abfiel, wobei während der ganzen Reihe dieselben Fixpunkte auf der Skala beibehalten wurden. Diese Methode enthält nur die Beobachtungsfehler.

In allen Fällen wurde vor Beginn der Versuchsreihe der Ladungsverlust des Elektroskops beobachtet. Derselbe wurde bei dem viel gebrauchten Apparat von Elster und Geitel zu etwa 1 Volt in der Minute gefunden. Bei der neuen Form des Elektroskops von Dr. Gerdien betrug der Verlust etwa 0,7 Volt in der Stunde und konnte für die vorliegenden Zwecke vernachlässigt werden. Alle Resultate sind für diesen Verlust korrigiert.

Bei der ersten Reihe war der Draht im Vorlesungssaale des Instituts exponiert am 25. April von 4^h bis 5^h p. m.

Bei der zweiten Reihe erfolgte die Exposition außerhalb des Instituts am 26. April von 3^h bis 4^h p. m. Der Draht befand sich etwa drei Meter über dem Erdboden. Barometerstand niedrig; wolkig und stellenweise Regen.

Die dritte Exposition erfolgte außerhalb des Instituts am 27. April von 4^h 16′ bis 5^h 16′ p. m. Es befanden sich in jedem Apparat gleiche Drahtlängen.

Bei der fünften Reihe war der Draht außerhalb des Instituts exponiert vom 28. April um 3^h 45′ p. m. bis zum 29. April um 8^h a. m. Klares Wetter bei sinkendem Barometer.

Bei der sechsten Reihe wurde mehr Draht benutzt als in irgendeinem der anderen Fälle. Er wurde vom 4. Mai um 5^h 50′ p. m. bis zum 5. Mai um 5^h 51′ p. m. exponiert. Das Barometer sank langsam.

Es wurden zwei Fälle von positiv geladenem Draht beobachtet. In einem derselben war der Draht eine Stunde lang im Institut geladen und im andern vom 7. Mai um 12^h 30′ a. m. bis zum 8. Mai um 12^h 30′ a. m. außerhalb des Instituts. In keinem von beiden Fällen wurde hinreichende Aktivität erhalten, um eine Beobachtung mit Sicherheit zu gestatten.

Die Beobachtungen während der beiden ersten Stunden in jeder Reihe sind weiter unten in der Tabelle I zusammengestellt. T ist die Zeit in Minuten von der Beendigung der Exposition des Drahtes an gerechnet. V ist der Ladungsverlust des Elektroskops in Volt für 15 Minuten. Die Beobachtungen erstreckten sich nur in Reihe 5 und 6 über mehr als zwei Stunden.

Zum Vergleich dieser Beobachtungen mit den für Radiuminduktion erhaltenen Resultaten kann man die von Elster und Geitel[1]) benutzte Methode anwenden. Ich nahm den Wert der Radiumaktivität nach Verlauf von 30 Min. zu 78 an und reduzierte die Ablesungen jeder

1) Arch. des Sc. phys. et nat., 5—30, 1905.

Tabelle I.

Reihe	1	2	3	4	5	6
T	V	V	V	V	V	V
10	120	210	105	90	—	—
15	117	208	97	145	305	434
20	114	196	94	—	290	401
25	109	180	90	127	286	383
30	106	176	82	121	264	362
35	100	172	76	130	234	346
40	97	157	75	120	225	336
45	94	143	70	105	220	322
50	85	132	66	89	211	305
55	76	123	64	87	—	305
60	70	112	59	89	184	296
65	63	101	53	76	171	275
70	—	92	50	65	—	272
75	54	85	46	64	149	262
80	50	78	42	65	141	249
85	50	73	40	60	—	246
90	47	68	38	51	126	236
95	39	58	34	45	124	231
100	—	56	27	45	120	224
105	35	53	23	41	111	215
110	31	46	22	34	103	219
115	—	40	22	30	—	213
120	20	35	18	—	95	210

Reihe in solchem Verhältnis, daß sie für den Wert nach Verlauf von 30 Minuten alle 78 ergaben, wie in Tabelle II angegeben.

Tabelle II.

Zeit	15	30	45	60	75	90	105	120
Radium	92,3	78	62,7	48,7	36,9	27,5	20,3	14,8
1	86,0	78	69,0	51,4	39,7	34,5	25,7	14,7
2	92,3	78	63,5	49,5	37,6	30,2	23,5	15,5
3	92,3	78	66,7	56,1	43,7	36,2	22,0	17,2
4	93,5	78	67,7	57,4	41,2	33,0	26,5	—
5	90,5	78	65,0	54,5	44,2	37,4	33,0	28,2
6	93,3	78	69,2	63,7	56,3	51,0	46,2	45,3

Die Resultate der Tabelle II sind auch graphisch in den Kurven der Figur 1 wiedergegeben. Es ist selbst bei kurzer Expositionsdauer von nur einer Stunde zu erkennen, daß

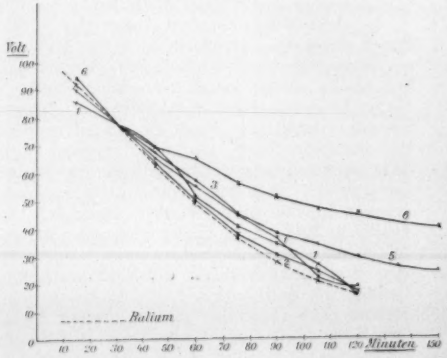


Fig. 2.

die Abfallkurve weniger schnell abklingt als die für Radium. Dies tritt am wenigsten für den Fall der Expositionszeit von einer Stunde in freier Luft zutage und am deutlichsten für den Fall langer Expositionszeiten.

In Figur 2 sind die Abfallkurven für die langen Expositionszeiten, Reihe 5 und 6, gezeichnet. Die Ordinaten geben den Verlust in Volt für je 15 Minuten, die Abszissen die Stunden von Beendigung der Exposition an gerechnet. Um die Vergleichung zu erleichtern, sind die Beobachtungen von Beendigung der Exposition anfangend in Perioden von je elf Stunden eingeteilt und nacheinander mit gleichem Anfang eingetragen.

Man kann aus diesen Kurven mit voller Sicherheit schließen, daß ein Teil der induzierten Aktivität von Thorium herrührt.

Ich hatte gehofft, mehrere Beobachtungsreihen mit lange Zeit hindurch exponierten Drähten zu erhalten, doch haben andere dringliche Arbeiten dies unmöglich gemacht.

Zum Schluß möchte ich dem Direktor des Geophysikalischen Instituts, Herrn Professor Dr. E. Wiechert, meinen verbindlichsten Dank aussprechen für das rege Interesse, welches er für diese Arbeit bekundet hat. Auch möchte ich Herrn Dr. Gerdien danken, unter dessen Leitung die Versuche ausgeführt worden sind.

Göttingen, im Juni 1905.

(Aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 21. Juni 1905.)

Elektrische und spektrale Eigenschaften des Lichtbogens zwischen *Cd*-, *Zn*-, *Pb*-, *Bi*-, *Sb*-, *Te*- und *Se*-Elektroden in evakuierten Quarzglasröhren.

Von J. Stark und R. Küch.

§ 1. Einleitung.

In elektrischer Hinsicht bietet der Lichtbogen durch die Vorgänge an seiner Kathode ein weitergehendes Interesse. Seine kathodische Strombasis strahlt nämlich negative Elektronionen (langsame Kathodenstrahlen) aus infolge intensiver Erhitzung durch die auf sie treffenden positiven Ionen, und diese werden ihrerseits unmittelbar vor der Kathode durch den ionisierenden Stoß der negativen Elektronionen erzeugt, welche von der Kathode kommen. Die kinetische Energie zu dieser Stoßionisierung erhalten die negativen Elektronionen, indem sie den Spannungsabfall an der Kathode (Kathodenfall) frei durchlaufen.[1]) Als Arbeit zur Ionisierung eines neutralen Atoms gewinnt darum der Kathodenfall des Lichtbogens die Bedeutung einer wichtigen physikalisch-chemischen Atomkonstante. Wie es die Theorie fordert und wie an anderer Stelle der eine von uns (Stark) zusammen mit den Herren Retschinsky und Schaposchnikoff auf Grund eingehender Messungen zeigen wird, ist der Kathodenfall des Lichtbogens unabhängig von Stromstärke, Druck und Temperatur. Als Atomkonstante verdient der Kathodenfall des Lichtbogens, genau bestimmt zu werden. Um einerseits Verunreinigungen des Metalldampfes und der Elektrodenoberfläche zu vermeiden, um andererseits mit Hilfe einer Sonde, die nicht beliebig nahe an die kathodische Strombasis herangeführt werden kann, ausschließlich den Spannungsabfall an der Kathode ohne den fälschenden Spannungsabfall in einem Stück positiver Lichtsäule zu erhalten, ist es notwendig, den Kathodenfall des Lichtbogens in verdünntem Metalldampf in evakuierten Gefäßen auszuführen.

In spektraler Hinsicht dient der Lichtbogen als Mittel zur Erzeugung von Spektren, insbesondere dank seiner hohen Temperatur zur Erzeugung von Linienspektren. Um zu ihrem letzten Ziel, zur Charakteristik der Atomstruktur zu gelangen, hat die Spektralanalyse den Ursprung der Spektren aufzuklären und zu diesem Zweck muß sie die Mittel zur Erzeugung der Spektren erforschen, diese Mittel unter möglichst einfachen, übersichtlichen und womöglich zeitlich konstanten Versuchsbedingungen zur Anwendung bringen. Wohl jeder Spektralanalytiker, der mit den Lichtbogen in freier Luft arbeitete, hat bei diesem folgende Übelstände störend empfunden. Erstens mag die umgebende Gasatmosphäre Komplikationen bedingen, indem beispielsweise in Luft Oxydation eintritt; zweitens liegen die verschiedenen Teile des Lichtbogens so nahe beieinander, daß die getrennte Untersuchung ihrer Lichtemission schwierig ist; drittens ist die Intensität der untersuchten Strahlung in dem Falle zeitlich stark variabel, daß das zu untersuchende Metall sekundär als Salz oder als Zusatz zur Elektrode in den Lichtbogen eingeführt wird. Endlich ist in einem Querschnitt des in freier Luft brennenden Lichtbogens die Temperatur in sehr weiten Grenzen variabel; während in der Achse des Lichtbogens die Temperatur sehr hoch ist, findet in seinem Mantel zumeist Kondensation des verdampften Elektrodenmetalles statt; aus diesem Grund tritt dann leicht eine Selbstumkehr emittierter Spektrallinien ein und es ist unmöglich, die außerhalb des Lichtbogens zur Beobachtung kommende Gesamtstrahlung, die Art eines Spektrums oder seine Intensitätsverteilung einer bestimmten mittleren Temperatur im Lichtbogen zuzuordnen. Alle diese Schwierigkeiten werden umgangen oder wenigstens vermindert, wenn man den Lichtbogen bei nie-

1) J. Stark, Le mécanisme de l'arc électrique, Mém. du vol. „Les electrons", Gauthier-Villars, Paris 1905.

drigem Dampfdruck in einem gasfreien Gefäß brennen läßt und die Temperatur von dessen Wänden so hoch wählt, daß an ihnen keine Kondensation des Metalldampfes eintritt.

W. C. Heraeus in Hanau ist es nun gelungen, Lampen aus Quarzglas herzustellen, in denen der Lichtbogen in dem reinen verdünnten Dampf aus den Metallelektroden brennt. Gelegentlich einer Durchreise durch Hanau hatte der eine von uns (Stark) Gelegenheit, an Versuchen mit den neuen Metalllampen teilzunehmen; weitere Untersuchungen wurden dann in dem physikalischen Institut der Universität Göttingen angestellt mit gütiger Erlaubnis von Herrn Prof. Riecke.

Die neuen Metallampen von W. C. Heraeus eröffnen der physikalischen Forschung so viele Möglichkeiten, daß ein einzelner sie nicht allein ausnützen kann. Wir beschränken uns darum im folgenden auf die Beschreibung der Lampen und auf die Mitteilung der ersten Beobachtungen.

§ 2. Konstruktion und Bedienung der Lampen.

Die neuen Metall-Vakuum-Bogenlampen werden ermöglicht durch die Eigenschaft des Quarzglases, bis zur Hellrotglut nicht zu erweichen. Als weitere Vorbedingung war die Forderung zu erfüllen, daß das Quarzglasgefäß durch das Elektrodenmetall nicht gesprengt werde, infolge des verschiedenen thermischen Ausdehnungskoeffizienten. W. C. Heraeus ist es gelungen, dieser Forderung durch ein sinnreiches Verfahren zu genügen.

Die neuen Lampen sind bis jetzt hauptsächlich in den zwei aus den nachstehenden Figuren ersichtlichen Formen hergestellt worden. Der äußere Durchmesser beträgt 0,9 cm, die Rohrlänge der ersten Form 13 cm, diejenige der zweiten Form 9 cm. Als Zuleitung zu dem Metall der Anode und der Kathode dienen Stifte aus Nickelstahl; diese sind in ein enges Ansatzrohr eingeschliffen und an ihrem außenliegenden Ende mit dem Quarzglas luftdicht verkittet.

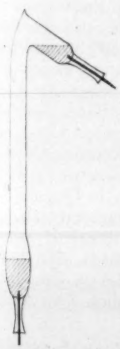


Fig. 1.

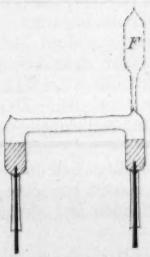


Fig. 2.

Die Füllung der Lampen mit dem Elektrodenmetall erfolgt durch Ansatzröhrchen (Fig. 2) aus kleinen an diesen sitzenden Behältern (F), von denen der eine in Fig. 2 durch Strichelung angedeutet ist und zwar wird die Quarzglasröhre mit ihren Ansatzgefäßen zuerst möglichst gut evakuiert, dann wird das Metall in den Füllbehältern (F) zum Schmelzen gebracht und durch die Ansatzröhrchen nach den Enden der Röhre geleitet. Darauf werden die Füllbehälter mit dem Sauerstoffgebläse in der Regel abgeschmolzen; sie können aber auch sitzen bleiben und zur Füllung der Röhre mit einem anderen Metall verwendet werden; nach Entfernung der Nickelstahlstifte kann nämlich die Quarzglasröhre leicht gereinigt und für eine neue Füllung vorbereitet werden.

Nachdem die Lampe gefüllt ist, wird sie wieder von den eventuell entwickelten Gasen befreit; man läßt die Pumpe auch nach dem Zünden und während des Brennens der Lampe noch eine Zeitlang auf diese wirken, um ein gutes Vakuum zu erzielen. Die meisten der nachstehenden Untersuchungen wurden an Lampen ausgeführt, die dauernd an der Pumpe saßen. Doch wurde an *Cd*- und *Zn*-Lampen beobachtet, daß sie auch abgeschmolzen von der Pumpe lange brennen können, ohne störend viel Gas zu entwickeln. Ein gutes Vakuum der Lampen ist nämlich für die von uns verwendete Methode der Zündung notwendig.

Zur Einleitung des Lichtbogens in den neuen Metallampen diente uns ausschließlich die Induktionszündung, die ja auch bei Quecksilberlampen vielfach angewendet wird. Wie erinnert sein mag, ist hierbei an die Pole der Lampe unter Vorschaltung eines Widerstandes die Betriebsspannung (100—220 Volt) gelegt, je größer diese ist, desto leichter erfolgt die Zündung. Der negative Lampenpol wird mit dem negativen Pol eines mittelgroßen Induktoriums verbunden, von dessen positivem Pol wird eine Leitung außen um die Lampenwand in der Nähe der Kathode gelegt. Da die untersuchten Metalle bei niedriger Temperatur nur einen sehr geringen Dampfdruck besitzen, so muß man die Quarzglasröhre in ihrer ganzen Länge und an der Oberfläche des Elektrodenmetalles kräftig mit einem Leuchtgasgebläse erhitzen, um durch Entwicklung von genügendem Metalldampf den sekundären zündenden Glimmstrom[1]) zu ermöglichen. Läßt man dann während dieser Erhitzung das Induktorium spielen, so stellt sich

1) J. Stark, Ann. d. Phys. 12, 709, 1903.

plötzlich der Lichtbogen in der Quarzglasröhre her. Unmittelbar nach der Zündung kontrolliert man die Stärke des Lichtbogens und bringt sie auf den für die betreffende Lampe günstigsten Wert. Es ist vorteilhaft, mit einer größeren Stromstärke (kleinerem Vorschaltwiderstand) zu zünden als der Dauerbetrieb verlangt.

Um auch während des Brennens die Dampfdichte des Elektrodenmetalles nicht zu klein werden zu lassen, muß man die Quarzglasröhre durch die Wärmeentwicklung des Lichtbogens selbst, auf einer genügend hohen Temperatur halten; diese muß auch zu dem Zweck hoch sein, um eine Destillation des Metalles von den Elektroden nach dem mittleren Teil der Gefäßwand zu verhüten. Dies erreicht man dadurch, daß man, entsprechend dem Elektrodenmetall die Stromstärke oder genauer die Wattbelastung genügend groß wählt. So kann man eine *Cd*-Lampe bereits mit 2—3 Amp. dauernd brennen lassen; eine *Pb*-Lampe verlangt dagegen bei gleichen Dimensionen 8—10 Amp.

Die starke Erhitzung der Quarzglasröhre macht bei den Metallampen wieder eine besondere Kühlung der Zuleitungen notwendig, damit die Lampe nicht undicht wird an den Kittstellen. Bei einigen Lampen, beispielweise der *Cd*- und *Zn*-Lampe, erfüllt diese Forderung bereits die bekannte Metallkühlung, welche von W. C. Heraeus auch der *Hg*-Lampe gegeben wird. Bei anderen Lampen dagegen, vor allem bei der *Pb*-Lampe, ist Wasserkühlung erforderlich. Wir ließen in diesem Fall die Zuleitungs-Schenkel (Lampenform Fig. 2) bis nahezu an die Oberfläche des Elektrodenmetalles in Metallgefäße tauchen, unten wurde in diese langsam Wasser eingeführt, oben floß es ab.

An den Lampen lassen sich in der Weise Sonden anbringen, daß in enge Ansatzröhrchen Nickelstahlstifte eingeschliffen und an ihrem äußeren Ende luftdicht festgekittet werden.

§ 3. Elektrische Eigenschaften.

In elektrischer Hinsicht zeigen die untersuchten Metallichtbögen im wesentlichen das gleiche Verhalten, wie es für den Fall des Quecksilberlichtbogens im gasfreien Raum bereits bekannt ist. Nachstehende Sätze dürften für den Lichtbogen allgemeine Gültigkeit haben.

Alle untersuchten Metallichtbögen bestehen aus folgenden Teilen; auf der kathodischen Strombasis sitzt das kathodische Lichtbüschel, auf dieses folgt ein dunkler Zwischenraum, auf diesen die positive Lichtsäule; die Anode ist mit der Anodenschicht überzogen; das kathodische Lichtbüschel ist in schneller Bewegung auf der Kathodenoberfläche begriffen. In allen Fällen befindet sich die kathodische Strombasis auf Weißglut, wie es die Theorie verlangt. Der Spannungsabfall in der positiven Lichtsäule ist bei konstanter Dampfdichte in weiten Grenzen unabhängig von der Stromstärke; da der Kathodenfall konstant, der Anodenfall nur wenig variabel mit der Stromstärke ist, so ist auch die Elektrodenspannung bei konstanter Dampfdichte nahezu unabhängig von der Stromstärke, der Spannungsabfall in der Lichtsäule und damit auch die Elektrodenspannung steigt, wenn die Dampfdichte erhöht wird infolge steigender Temperatur der Elektroden. Dies kann durch eine Vergrößerung der Stromstärke bewirkt werden, wenn man nicht gleichzeitig durch vermehrte Kühlung die Dampfdichte konstant hält. Die Klemmspannung der untersuchten Lampen liegt für die Dimensionen der Form in Fig. 2 zwischen 25 und 60 Volt bei guter Kühlung.

Ist dem untersuchten Metall eine kleine Menge eines flüchtigen anderen Metalles beigemischt, so kann der Fall eintreten, daß die Farbe der Gesamtemission vor der Anode anders ist als vor der Kathode, daß also das fremde Metall in der einen Röhrenhälfte in größerer Menge sich ansammelt; und zwar beobachtet man an der Farbe der Lichtemission, daß das fremde Metall spontan immer von der Anode die Lichtsäule entlang langsam nach der Kathode wandert. Inwieweit diese Erscheinung auf eine Destillation oder auf eine Elektrolyse zurückzuführen ist, haben nähere Untersuchungen zu ergeben. Jedenfalls dürfen wir auch einen elektrischen Transport positiver Metallionen im Lichtbogen nach der Kathode erwarten. Für den Glimmstrom[1]) ist ein solcher Transport bereits experimentell nachgewiesen, und nach der Ansicht des einen von uns über den Ursprung der Spektra[2]) sind die Träger des Linienspektrums die positiven Atomionen und müssen darum im elektrischen Feld nach der Kathode wandern.

Nach den theoretischen Ansichten, welche der eine von uns über den Mechanismus des Lichtbogens entwickelt hat, spielt die Art des Dampfes in der Lichtsäule eine untergeordnete Rolle. Wenn an der Kathode die Existenzbedingungen des Lichtbogens erfüllt sind (Ausstrahlung negativer Ionen, Ionisierung durch deren Stoß vor der Kathode), so vermag der Lichtbogen zu brennen, mag seine Bahn von dem Dampf aus dem Metall der eigenen Elektroden oder von dem Dampf eines fremden Metalles erfüllt sein. So läßt sich im Vakuum ein Lichtbogen zwischen Zinnelektroden in Quecksilberdampf realisieren, ohne daß einerseits aus den Elektroden Quecksilberdampf dauernd kommt und ohne daß andererseits längs der Strombahn auch nur eine geringe Menge Zinndampf vorhanden ist. Während nämlich Quecksilber

1) E. Riecke u. J. Stark, diese Ztschr. **5**, 537, 1904.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **14**, 506, 1904

einen relativ hohen Dampfdruck besitzt, ist Zinn selbst bei Rotglut im Vakuum nicht flüchtig.[1]) Die kathodische Strombasis eines solchen Lichtbogens zwischen Zinnelektroden in Quecksilberdampf befindet sich allerdings ebenfalls auf der Temperatur der Weißglut; sie mag darum Zinndampf aussenden, dieser muß sich aber unmittelbar bei der Kathode infolge der hier herrschenden niedrigeren Temperatur sofort wieder kondensieren; hierauf mag das scheinbare intensive „Verspritzen" der Zinnkathode zurückzuführen sein, was die Beobachtung des Spektrums des kathodischen Lichtbüschels erschwert; ob darum wenigstens hier das Zinnspektrum auftritt, konnten wir noch nicht feststellen. Die Zinnlampe läßt sich leicht zünden bei Gegenwart selbst nur einer Spur Quecksilber; sie gibt aber dann nur das Quecksilberspektrum. Bei Abwesenheit von Quecksilber gelang es uns nicht, die Zinnlampe zu zünden; offenbar weil der Druck des Zinndampfes zu niedrig ist, um an der Kathode den zündenden Glimmstrom zu ermöglichen. Die vorstehende Eigenschaft des Zinns läßt sich verwenden, um den Lichtbogen in dem Dampfe eines Metalles, das selbst nicht als Elektrode dienen kann, herzustellen, ohne daß das Zinnspektrum erscheint (§ 6).

§ 4. Linienspektra der Metallampen.

Die Spektra der untersuchten Metallampen wurden teils mit einem geradsichtigen Spektroskop von großer Dispersion beobachtet, zum größeren Teil wurden sie photographiert mit Hilfe eines Prismenspektrographen, den der eine von uns an anderer Stelle[2]) bereits näher charakterisiert hat. Mit beiden Instrumenten wurde an allen Lampen sowohl ein Linien- als ein Bandenspektrum beobachtet.

Fast alle Lampen zeigten neben dem Spektrum ihres Elektrodenmetalles mehr oder weniger intensiv die Hauptlinien des Quecksilbers. Sie waren nämlich beim Füllen an einer Quecksilberluftpumpe evakuiert worden; die geringe Spur Quecksilber, welche hierbei in die Lampe diffundierte, genügte, um die Emission des Quecksilberspektrums, wenn auch zum Teil in sehr geringer Intensität, zu veranlassen. Die Gegenwart des Quecksilbers kann natürlich leicht dadurch vermieden werden, daß die Lampen an einer Ölluftpumpe evakuiert oder, wenn sie an einer Quecksilberluftpumpe sitzen, vor dem Zutritt von *Hg*-Dampf durch Vorschaltung eines stark gekühlten Kondensationsgefäßes geschützt werden. Wir haben Lampen, die an einer Quecksilberpumpe gefüllt waren, an einer Ölpumpe evakuiert; indem nach dieser aus der Lampe die geringe Spur *Hg* destillierte, wurde das *Hg*-Spektrum sehr schwach, so in der *Pb*- und der *Te*-Lampe. Übrigens haben wir die Gegenwart der bekannten Quecksilberlinien als vorteilhaft empfunden zum Zweck der Orientierung über die Verteilung der Linien in dem Spektrum des Elektrodenmetalles.

Wie schon oben erwähnt wurde, sind die Träger der Linienspektra nach der Ansicht des einen von uns die positiven Atomionen; solange die Geschwindigkeit der negativen Elektronionen, welche im Lichtbogen durch ihren Stoß neutrale Atome ionisieren, in keinem Teil der Strömung größer wird, als zur Schaffung einwertiger Atomionen genügt, muß in allen Teilen des Lichtbogens das Linienspektrum die gleiche Struktur zeigen, da die Träger überall die gleichen sind. Diese Forderung der Theorie wurde bereits am *Hg*-Lichtbogen[1]) bestätigt; sie zeigte sich auch bei allen untersuchten Metallampen erfüllt; wir sind daher zu folgendem allgemeinen Satz berechtigt. Alle Teile des Lichtbogens in dem Dampf eines chemischen Elementes (kathodisches Lichtbüschel, positive Lichtsäule, Anodenschicht) zeigen die gleiche Struktur des Linienspektrums.

Sind die Atomionen einmal vorhanden, so kann die Intensität des von ihnen emittierten Linienspektrums dadurch gesteigert werden, daß die mittlere Temperatur an ihrem Orte erhöht wird, durch Temperaturerhöhung können also schwache Linien verstärkt werden. Gleichzeitig muß sich dann die Intensitätsverteilung im Linienspektrum derart ändern, daß die Intensität der kurzen Wellen schneller wächst als diejenige der langen. Auch diese Folgerungen der Theorie zeigten sich durchweg bestätigt. Das kathodische Lichtbüschel besitzt nämlich eine höhere mittlere Temperatur als die positive Lichtsäule; in seinem Spektrum treten darum sowohl für das Auge wie für die photographische Platte solche Linien deutlich hervor, die im Spektrum der positiven Säule nur schwach angedeutet sind. Ferner sind in jenem Spektrum die violetten und ultravioletten Linien intensiver als in diesem Spektrum, verglichen mit den gelben und blauen Linien.

§ 5. Bandenspektra, Einfluß der Temperatur.

Sowohl mit dem Spektroskop wie mit dem Spektrographen wurden in den Spektren der Lampen neben dem Linienspektrum mehr oder weniger zahlreiche Banden beobachtet. Wenige Banden zeigen *Cd*, *Zn* und *Pb*, sehr viele *Te* und *Se*. Wir haben die Wellenlänge der Banden der verschiedenen Lampen nicht ausgemessen. Wir können darum nicht mit Sicherheit sagen, ob

1) F. Krafft, Ber. d. D. chem. Ges. 1905, S. 1704.
2) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 493, 1905.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 490, 1905.

sie wirklich dem betreffenden Elektrodenmetall und nicht vielmehr Verunreinigungen zuzuordnen sind; gegen diese zweite Möglichkeit spricht allerdings die Tatsache, daß zwar einige Banden, besonders ultraviolette, in den Spektren mehrerer Lampen wiederkehren, daß indes die übrigen Banden von Metall zu Metall eine verschiedene Lage und Struktur haben. Indes die Tatsache allein, daß der Lichtbogen in evakuierten Quarzglasgefäßen regelmäßig bei allen Metallen ein Bandenspektrum zur Emission bringt, darf zunächst Interesse beanspruchen. Die mittlere Temperatur in den neuen Metalllampen ist bereits ziemlich hoch; man weiß andererseits, daß bei der sehr hohen Temperatur des kondensierten Funkens das Banden- neben dem Linienspektrum der Beobachtung sich entzieht. Diese Verhältnisse mögen folgende Bemerkungen über den Einfluß der Temperatur auf das Bandenspektrum an dieser Stelle motivieren.

Nach der Ansicht des einen von uns kommt das Bandenspektrum eines Elementes zur Emission bei der Wiedervereinigung eines positiven Atomions mit einem negativen Elementarquantum oder mit anderen Worten bei der Rückbildung des positiven Atomions zum neutralen Atom. Hierbei kommt die potentielle Energie zur Ausstrahlung, welche das freie negative Elektron in bezug auf das positive Atomion besitzt. Da diese Energie einen bestimmten Wert besitzt, so kann auch die gesamte Energie des Bandenspektrums, welche von einer bestimmten Anzahl von Wiedervereinigungen pro Sekunde ausgestrahlt wird, einen bestimmten Wert nicht überschreiten. Bei konstanter Zahl der Wiedervereinigungen kann also die Intensität des Bandenspektrums eines Elementes nicht erhöht werden durch Steigerung der mittleren Temperatur. Wohl aber kann die Intensität des Linienspektrums rasch mit steigender Temperatur wachsen, wie wir oben gesehen haben. In der Tat ist im Spektrum des kathodischen Lichtbüschels die Intensität des Bandenspektrums relativ kleiner als diejenige des Linienspektrums, wie einige unserer Photographien zeigten.

Indes beeinflußt die Temperatur auch bei konstanter Zahl der Wiedervereinigungen in anderer Weise das Bandenspektrum, nämlich hinsichtlich der Schärfe der Linien. Aus unserer Hypothese läßt sich hierüber folgendes schließen. Bei dem Zusammenstoß eines leuchtenden Teilchens mit einem andern tritt infolge der Wirkung der von diesem ausgehenden Kraftlinien eine Deformation des ersteren Teilchens und damit auch eine Deformation oder Verschiebung der von ihm emittierten Spektrallinien ein. Je größer bei konstanter Zahl der ein bestimmtes Spektrum emittierenden Teilchen die Zahl der Zusammenstöße wird, desto größer wird der Anteil der deformierten oder verschobenen Strahlung an der Gesamtstrahlung oder desto breiter, diffuser werden die Spektrallinien. Das gleiche gilt für die Deformation der Strahlung nach dem Dopplerschen Prinzip infolge der Translationsgeschwindigkeit der strahlenden Teilchen in bezug auf den Beobachter. Bei steigender Temperatur (konstante oder steigende Dampfdichte vorausgesetzt) wird aus beiden vorstehenden Gründen die diskontinuierliche Strahlung eines elektrisch leuchtenden Dampfes deformiert, in der Weise, daß die Linien verbreitert werden. Nun nimmt bei dem Linienspektrum auch die Intensität der gesamten und damit auch diejenige der nicht deformierten Strahlung mit steigender Temperatur rasch zu; beim Bandenspektrum ist dagegen, konstante Zahl der Wiedervereinigungen vorausgesetzt, die Intensität der Gesamtstrahlung nur wenig variabel mit der Temperatur; je größer also in diesem Falle der Anteil der deformierten an der gesamten Strahlung wird, desto kleiner wird der Anteil der nichtdeformierten Strahlung. Mit steigender Temperatur müssen darum die Linien einer Bande mehr und mehr sich verbreitern, ohne in ihrer Mitte an Intensität zuzunehmen, und so abblassend eine kontinuierliche Bande liefern. Die Linien des Linienspektrums dagegen verbreitern sich unter gleichzeitiger Zunahme der Intensität in ihrer Mitte. In der Tat erweisen sich bei den meisten der untersuchten Metallampen die Linien der Banden als diffus und abgeblaßt; vielfach treten sie überhaupt nicht mehr auseinander, sondern geben eine kontinuierliche Bande, die nur mehr durch ihre lichtstarke Kante auffällt. Auf die geringe Schärfe der Banden im Lichtbogen hat der eine von uns auch bereits im Falle des Quecksilbers[1]) hingewiesen.

§ 6. Eigenschaften einzelner Lampen.

Wie schon bemerkt wurde, kann es nicht Aufgabe der vorliegenden Mitteilung sein, auf die einzelnen zahlreichen Erscheinungen ausführlich einzugehen, zu welchen die neuen Lampen von W. C. Heraeus der wissenschaftlichen Forschung den Zugang eröffnen. Eine jede einzelne Lampe muß der Gegenstand ausgedehnter besonderer Untersuchungen sein. Wir beschränken uns hier zum Schluß darauf, kurz einige Eigenschaften einzelner Lampen anzugeben.

Cd-Lampe. Sie ist leicht zu zünden, brennt von 2—5 Ampere stationär bei Metallkühlung; bei Wasserkühlung kann sie bis zu 8 Amp. belastet werden. Sie gibt ein nicht besonders reiches, dafür aber sehr lichtstarkes Linienspektrum, außerdem einige Banden.

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **16**, 506, 1905.

Zn-Lampe. Sie ist etwas schwerer, aber bei genügender Anwärmung mit dem Leuchtgasgebläse auch noch leicht zu zünden. Sie brennt bei 3—5 Amp. stationär mit Metallkühlung. Ihr Spektrum ist im Bau und in der Intensität homolog denjenigen der *Hg*- und *Cd*-Lampe.

Pb-Lampe. Sie ist bei sehr intensiver Anwärmung zu zünden. Sie verlangt bei der jetzigen Dimensionierung 8—10 Amp. Belastung und Wasserkühlung. Sie liefert ein wundervoll reiches und fein gegliedertes Linien- und Bandenspektrum.

Bi-Lampe. Sie ist ebenfalls bei intensiver Anwärmung zu zünden, erfordert ungefähr 7 Amp. Belastung und Wasserkühlung. Ihr Linienspektrum ist ebenfalls sehr reich.

Sb-Lampe. Sie ist leicht zu zünden, brennt von 3 Amp. ab stationär, verlangt nur bei starker Belastung Wasserkühlung. Sie zeigt ein reiches Linienspektrum und daneben in beträchtlicher Intensität über das ganze Spektrum sehr zahlreiche Banden. Sie verhält sich infolge ihres Linienreichtums hinsichtlich der Farbe wie ein leuchtender Körper mit kontinuierlichem Spektrum. Sie bringt ungemein intensive Fluoreszenzwirkungen hervor; Natronglas fluoresziert in ihrem Licht intensiv grüngelb, Bleiglas blau.

Te-Lampe. Sie wurde bis jetzt nur mit Zinnelektroden hergestellt. Sie brennt mit etwa 6 Amp. Ihr Linienspektrum ist arm, ihr Bandenspektrum sehr reich, doch diffus.

Se-Lampe. Sie wurde ebenfalls mit Zinnelektroden realisiert. Sie bietet für die Zündung noch gewisse Schwierigkeiten, die indessen sich beheben lassen werden. Ihr Spektrum ist reich an diffusen Banden.

Es ist Aussicht vorhanden, daß außer den bis jetzt untersuchten Metallen noch andere als Elektroden sich verwenden lassen für den Lichtbogen in evakuierten Quarzglasröhren.

Mitteilung aus dem wissenschaftlichen Laboratorium von W. C. Heraeus in Hanau.

Hanau, im Juni 1905.

(Eingegangen 23. Juni 1905.)

Bemerkung zu der Notiz „Über das Leuchtendmachen evakuierter Röhren durch Reibung".

Von R. Lohnstein.

Die oben genannte Mitteilung des Herrn Cl. Heß[1]) gibt mir Veranlassung, darauf hinzuzuweisen, daß das Hervorrufen von Lichterscheinungen in evakuierten Röhren durch Reibung seit langem bekannt ist. Schon im Lehrbuch der Physik von Müller-Pouillet (Bd. III, 9. Aufl., S. 285) findet sich die Tatsache erwähnt, daß Geißler evakuierte Glasröhren hergestellt hat, welche beim Reiben mit Seide im Innern leuchten, ferner daß ein Barometer im Dunkeln leuchtet, wenn das Quecksilber auf- und niederschwankt usw. Auch Grimsehl erwähnt in seiner Monographie „Die elektrische Glühlampe im Dienste des physikalischen Unterrichts" (Berlin 1904) auf Grund einer älteren Notiz die Tatsache, daß Glühlampen aufleuchten, wenn sie gerieben werden. Ich habe dann in einer kleinen Mitteilung (Zeitschrift für den physikalischen und chemischen Unterricht. 1905, Januar) von neuem darauf hingewiesen, daß Glühlampen und elektrodenlose evakuierte Glasröhren aufleuchten, wenn man sie mit der Hand reibt resp. berührt. Kurze Zeit darauf erschien in der „Deutschen med. Wochenschrift" (1905, Nr. 8) eine „vorläufige Mitteilung" von Prof. Sommer (Gießen), in welcher die Lichterscheinung beim Reiben von Glühlampen an der menschlichen Haut als vermeintlich neue Tatsache mitgeteilt und ihr wohl mit Unrecht eine physiologische Bedeutung zugeschrieben wurde. — In meiner Mitteilung habe ich darauf hingewiesen, was übrigens bekannt sein dürfte, daß jede Änderung des elektrostatischen Feldes in der Nähe der evakuierten Röhre letztere zum Aufleuchten bringt; man kann z. B. ein dauerndes Leuchten der Röhre hervorrufen, wenn man einen vorher geriebenen Hartgummistab in der Nähe der Röhre rasch hin- und herbewegt. Daß es einige Mühe kostet, eine evakuierte Röhre durch Reiben erstmalig zum Aufleuchten zu bringen, daß dagegen, wenn dies einmal gelungen ist, es leicht ist, die Erscheinung von neuem hervorzurufen, diese Angabe des Herrn Heß kann ich auf Grund meiner Beobachtungen durchaus bestätigen; ebenso scheint mir die von Heß dafür auf Grund der Elektronentheorie gegebene Erklärung im wesentlichen zutreffend zu sein.

Berlin, den 7. April 1905.

(Eingegangen 9. April 1905.)

1) Diese Zeitschr. **6**, 200, 1905.

Der thermoelektrische Stromkreis dreier Metalle.

Von H. E. Schmitz.[1])

Der Gegenstand vorliegender Untersuchung wurde von Herrn Professor Riecke angeregt; die Versuche sind im Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt worden.

Ein Stromkreis möge aus drei Metallen *A B C* gebildet sein und die Lötstellen gegen-

1) Im Auszuge mitgeteilt.

über diesen Metallen mögen sich auf Temperaturen befinden, die in der Celsiusskala bezw. durch t_1, t_2, t_3 ausgedrückt werden. Wenn wir annehmen, daß die elektromotorische Kraft nur von der Temperatur der Lötstellen abhängt, so können wir voraussetzen, daß sich Zwischenpunkte auf der Temperatur o° Celsius befinden und daher schreiben

$$E = (B, C)_0^{t_1} + (C, A)_0^{t_2} + (A, B)_0^{t_3} \quad (1)$$

wo $(B, C)_0^{t_1}$ die elektromotorische Kraft eines aus den Metallen B, C bestehenden Stromkreises ist, wenn die Lötstellen sich auf den Temperaturen o° C und t_1° C befinden (gerechnet in der Richtung $B\,C$ durch die auf t_1° befindliche Lötstelle) und E die elektromotorische Kraft des Stromkreises der drei Metalle ist (gerechnet in der Richtung $A\,B\,C$). Wenn wir ferner annehmen, daß die elektromotorische Kraft gleich Null ist, wenn alle Lötstellen sich auf derselben Temperatur t befinden, so haben wir

$$(B, C)_0^t + (C, A)_0^t + (A, B)_0^t = 0. \quad (2)$$

Gleichung (1) ist daher zu schreiben

$$\left.\begin{aligned} E = (B, C)_0^{t_1} &- (B, C)_0^{t_2} + (A, B)_0^{t_3} \\ &- (A, B)_0^{t_3} \end{aligned}\right\} \quad (3)$$

Nehmen wir an, daß $(B, C)_0^t$, $(C, A)_0^t$, $(A, B)_0^t$ durch quadratische Ausdrücke von der Form

$$\left.\begin{aligned} (B, C)_0^t &= a_1 t + \tfrac{1}{2} b_1 t^2 \\ (C, A)_0^t &= a_2 t + \tfrac{1}{2} b_2 t^2 \\ (A, B)_0^t &= a_3 t + \tfrac{1}{2} b_3 t^2 \end{aligned}\right\} \quad (4)$$

gegeben sind, so nimmt Gleichung (1) folgende Form an:

$$\left.\begin{aligned} E = a_1 t_1 + a_2 t_2 + a_3 t_3 \\ + \tfrac{1}{2} b_1 t_1^2 + \tfrac{1}{2} b_2 t_2^2 + \tfrac{1}{2} b_3 t_3^2 \end{aligned}\right\} \quad (5)$$

Gleichung (2) bedingt, daß

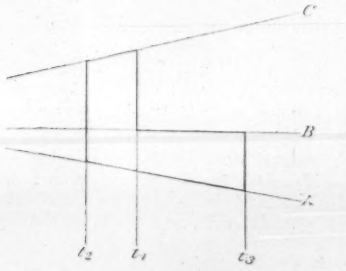
$$a_1 + a_2 + a_3 = 0$$

und $b_1 + b_2 + b_3 = 0$.

Gleichung (3) nimmt daher die Form an:

$$\left.\begin{aligned} E = a_1 (t_1 - t_2) + a_3 (t_3 - t_2) \\ + \tfrac{1}{2} b_1 (t_1^2 - t_2^2) + \tfrac{1}{2} b_3 (t_3^2 - t_2^2) \end{aligned}\right\} \quad (6)$$

Die Gleichungen (4) besagen, daß die Linien des Taitschen Diagramms für die Metalle $A\,C$ gerade sind, wenn die Linie für Metall B gerade ist. Fig. 1 ist für den Fall gezeichnet,



daß a_1, a_3, b_1, b_3 sämtlich positiv sind und daß $t_3 > t_1 > t_2$ ist. Der Wert von E ist durch den Flächenraum dargestellt, den die dick ausgezogenen Linien einschließen. Gleichung (6) läßt sich nach dem Diagramm aus der Anschauung niederschreiben.

Welche Anschauungen auch in bezug auf die letzten Ursachen der thermoelektrischen Erscheinungen angenommen werden mögen, die experimentelle Beweiskraft für die Annahmen, von denen die Gleichungen (1) und (2) abhängen, ist zu stark, als daß man sie in Zweifel ziehen könnte. Andererseits gelten die Gleichungen (4) sicherlich nicht für alle Metalle bei allen Temperaturen.

Die vorliegende Untersuchung beschäftigt sich mit den Metallen Neusilber (A), Kupfer (B) und Eisen (C) zwischen den Temperaturen o° und 80°. Innerhalb der Grenzen der Versuchsfehler werden die Gleichungen (4) bis (6) bestätigt.

Die folgenden Tabellen geben die elektromotorischen Kräfte in Mikrovolt für Stromkreise zweier Metalle (Tabellen Ia, IIa) und für Stromkreise zweier Metalle an (Tabellen Ib, IIb). Die Tabellen Ia und Ib sind für weiche Drähte, die Tabellen IIa und IIb für hartgezogene Drähte aus demselben Material.

Tabelle Ia.

	E.M.K. beobachtet			E.M.K. berechnet*)
	Vers. 1	Vers. 2	Mittel	
Kupfer-Eisen o°—20°	231,5	234	233	234,2
Kupfer-Eisen o°—60°	665,5	670,3	668	666,4
Kupfer-Eisen o°—80°	864	865	864,5	864,5
Eisen-Neus. o°—20°	— 454	—	—	— 457,2
Eisen-Neus. o°—60°	—1384	—	—	—1382,8
Eisen-Neus. o°—80°	—1851	—	—	—1851,0
Neus.-Kupfer o°—20°	223	226	224,5	223,6
Neus.-Kupfer o°—60°	712	718	715	716,3
Neus.-Kupfer o°—80°	986	985	985,5	985,4

Kupfer-Eisen $a = +12{,}01$, $b = -0{,}0301$
Eisen-Neusilber $a = -22{,}77$, $b = -0{,}0092$
Neusilber-Kupfer $a = +10{,}80$, $b = +0{,}03795$

*) Methode der kleinsten Quadrate.

Tabelle Ib.

Temperatur der Lötstelle			E.M.K. beobachtet	E.M.K. berechnet*)
Kupfer-Eisen	Eisen-Neusilber	Neusilber-Kupfer		
60°	7,85°	0°	+ 491,7	+ 487,2
60°	0°	7,99°	+ 753,6	+ 753,9
8,18°	0°	60°	+ 816,5	+ 813,5
0°	8,20°	60°	+ 533,35	+ 528,9
0°	60°	8,28°	—1292,6	—1292,0
8,31°	60°	0°	—1275,7	—1284,0

*) Gleichung (6).

Tabelle IIa.

	E.M.K. beobachtet	E.M.K. berechnet*)
Kupfer-Eisen 0^0—20^0	224,5	225,3
Kupfer-Eisen 0^0—60^0	639,0	638,3
Kupfer-Eisen 0^0—80^0	825,4	825,9
Eisen-Neus. 0^0—20^0	— 460,3	— 459,8
Eisen-Neus. 0^0—60^0	—1390,8	—1391,4
Eisen-Neus. 0^0—80^0	—1863,3	—1863,1
Neus.-Kupfer 0^0—20^0	237,5	237,4
Neus.-Kupfer 0^0—60^0	756,05	756,2
Neus.-Kupfer 0^0—80^0	1037,5	1037,5

Kupfer-Eisen $a = +11{,}580$, $b = -0{,}03142$
Eisen-Neusilber. $a = -22{,}891$, $b = -0{,}00995$
Neusilber-Kupfer $a = +11{,}506$, $b = +0{,}03657$

*) Methode der kleinsten Quadrate.

Tabelle IIb.

Temperatur der Lötstelle: Kupfer-Eisen	Eisen-Neusilber	Neusilber-Kupfer	E.M.K. beobachtet	E.M.K. berechnet*)
60^0	$8{,}46^0$	0^0	+ 441,3	+ 444,1
60^0	0^0	$8{,}56^0$	+ 728,4	+ 738,0
$9{,}01^0$	0^0	60^0	+ 878,2	+ 859,2
0^0	$8{,}26^0$	60^0	+ 577,1	+ 566,8
0^0	60^0	$8{,}30^0$	—1298,2	—1294,6
$8{,}38^0$	60^0	0^0	—1283,9	—1295,5

*) Gleichung (5).

Die Kompensationsmethode wurde benutzt, um die thermoelektrische Kraft mit einem kleinen Bruchteil der elektromotorischen Kraft eines Weston-Elementes zu vergleichen. Besondere Mühe wurde darauf verwandt, die Möglichkeit eines nennenswerten Fehlers in der Abschätzung der Temperatur der thermischen Lötstellen zu vermeiden.

(Aus dem Englischen übersetzt von A. Gradenwitz.)

(Eingegangen 25. Mai 1905.)

Kinematische Studie über die longitudinalen Bewegungen des Stieles einer tönenden Stimmgabel.

Von M. Th. Edelmann.

Die ursprüngliche Form von Stimmgabeln kennzeichnet sich dadurch, daß eine allerorts gleichdicke homogene Stahllamelle zur Hufeisenform gebogen ist; genau in der Mitte des elastischen Bogens setzt sich, wie in Fig. 1 dargestellt, achsenrichtig der Stiel der Stimmgabel an.

Bei dieser Gestalt der Gabeln stehen bekanntlich die schwingenden Zinken, ferner die durch diese Schwingungen erzeugten Veränderungen der Bogenform und endlich der Stiel der Gabel derart in zwangläufiger Verbindung, daß nicht nur longitudinale Bewegungen des Stieles erfolgen, sondern daß auch die Vibrationen des Stieles unisono mit denen der Zinken ertönen.

Fig. 1.

Fig. 2.

Alle bezüglichen kinematischen Vorgänge kann man sehr gut im großen Maßstab darstellen, indem man aus einer 3 mm dicken und 20 mm breiten Messinglamelle ein (sehr elastisches) Hufeisen (Fig. 2) von etwa 40 cm Öffnung formt, hierauf die beiden (Knoten) Punkte AB zwischen Daumen und Zeigefinger anfaßt, und nun durch rhythmisches Auseinanderziehen und Zusammendrücken große Schwingungen der Zinken dieses Stimmgabelmodells veranlaßt. Wenn die Zinken 30 cm weit ausschwingen, hebt und senkt sich der Symmetriepunkt E um etwa 6 cm.

Es versteht sich von selbst, daß ein bei E formrichtig angebrachter Stimmgabelstiel die Exkursionen des Punktes E mitmachen muß und daß — vollkommene Symmetrie und freie Beweglichkeit des Ganzen im Raume vorausgesetzt — eben wegen der Symmetrie beider Seiten dieser Stiel nur longitudinale Schwingungen ausführen kann. Ebenso unzweifelhaft steht fest, daß irgendwelche Unsymmetrie dieses Modelles bezüglich Massenverteilung, Elastizität, Lagerung etc. die longitudinalen Bewegungen des Stieles stören muß. Solche Störungen geben Veranlassung zu transversalen Schwingungen des Stieles, resp. zu Kombinationen aus gleichzeitig auftretenden longitudinalen und transversalen Verschiebungen, d. h. zu in sich selbst zurückkehrenden (Lissajousschen) Bahnkurven. Alles, was dieses und auch die weiter unten angegebenen Modelle demonstrieren, gilt natürlich in kleinerem Maßstabe auch für die Stimmgabeln selbst.

Der Unterschied zwischen Stimmgabeln der ursprünglichen und der neueren Form, wie dieselbe in Fig. 3 dargestellt ist, besteht darin, daß der elastische Bogen, welcher die Zinken mit dem Stiele verbindet, nunmehr durch einen unelastischen Metallklotz K ersetzt ist. Der Grund für diese Neuerung liegt in dem Umstande, daß sich dadurch der Ton der Gabeln als obertonreiner erweist; auch schwingen solche Gabeln länger, vielleicht nur aus dem Grunde, weil der Mechaniker an Hand der

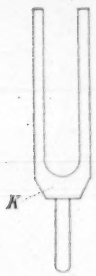


Fig. 3.

neueren Form eine genauere Symmetrie der Massenverteilung, sowie eine bessere Homogenität des Materials zu erreichen vermag.

Auch bei schwingenden Gabeln der neueren Form erfolgen longitudinale Vibrationen des Stieles. Man kann solche experimentell sehr leicht nachweisen, wenn man die Gabeln so lagert, daß alle ihre Bewegungen ungestört erfolgen können. Dies erreicht man bereits, wenn auch in unvollkommener Weise, durch das Aufsetzen der Gabeln auf die elastische Decke eines aus Resonanzholz hergestellten Resonanzkastens oder durch Festhalten des Gabelstieles zwischen den Fingern. In letzterem Falle werden wegen der leichten Verschiebbarkeit der Weichteile gegen die Fingerknochen die Bewegungen des Stieles nur wenig verhindert. Einwandfreie Lagerung der Stimmgabeln erzielt man, wenn die Stimmgabel bei abwärts gerichteten Zinken mit ihrem Scheitel auf ein Polster aus elastischem Gummi gehängt wird; dieses Polster ergibt sich, indem man auf eine schmale Holzleiste einen dickwandigen Gummischlauch mit Siegellack kittet und die Holzleiste vermittels Schraubzwinge an ein Gaußstativ befestigt.

Noch bessere Lagerung wird erreicht, wenn man die zu untersuchende Stimmgabel an ihrem Scheitel vorsichtig über einen horizontal ausgespannten Gummischlauch hängt. Bei dieser Art von Suspension erfolgen die Bewegungen aller Stimmgabelteile nahezu gerade so, als ob die Gabel vollkommen frei im Raume schweben würde; letztere Lagerung habe ich für die folgend angegebenen Versuche meistens benutzt. Die nun sehr langsam erfolgenden Schwankungen der Gabel wegen der äußerst elastischen Aufhängung sind sehr leicht von den wegen Vibration der Zinken erfolgenden Exkursionen zu unterscheiden und durch passendes Berühren mit dem Finger zu beruhigen.

Versuch 1. Man nähert vorsichtig dem Stielende der aufgehängten schwingenden Gabel den Rand einer kreisrunden ebenen Messingplatte von etwa 4 mm Dicke und 10 cm Durchmesser, welche man in ihrer Mitte zwischen Daumen und Zeigefinger nach Art der Chladnischen Klangplatten festhält. Die longitudinalen Stöße des Stimmgabelstieles bringen die Platte zum Erklingen.

Versuch 2. Auf den Stiel der aufgehängten Gabel klebt man ein sehr dünnes Blechstückchen mit seiner Fläche parallel zur Symmetrieebene der Gabel. In den Blechstreifen sticht man mit einer feinen Nadel ein möglichst kleines Loch. Das Bild dieses Loches wird vermittels elektrischen Lichtes und entsprechender Projektionsoptik auf einen entfernt stehenden Schirm geworfen. Bei 100facher Vergrößerung erzeugt die auf 16 v. d. eingestellte Stimmgabel Nr. 1 der Bezoldschen Tonreihe[1]) bei größter Elongation der Zinken einen vertikalen Strich von 7 cm Länge.

Versuch 3. Auf einem berußten Glanzpapierstreifen, der auf eine gleichmäßig drehende Walze aufgelegt wird, schreibt eine Spitze, die man zuerst an den Stiel und hierauf an die Zinke einer Stimmgabel Nr. 1 (16 v. d.) der Bezoldschen kontinuierlichen Tonreihe klebt, die beiden in Fig. 4 in natürlicher Größe wiedergegebenen Kurven. Die obere Kurve ist mit dem Stiele, die untere mit einer Zinke (bei kleinerer Elongation derselben) geschrieben.

Versuch 4. Man klemmt an ein Wandkonsol K eine quadratische Holzleiste H, wie

1) Eine solche (kontinuierliche) Tonreihe, von Hofrat Prof. Dr. Bezold in München zu ohrenärztlichen Untersuchungen angegeben, besteht aus zehn verschieden großen, mit verschiebbaren Belastungsgewichten versehenen Stimmgabeln zur Erzeugung aller Töne von 16 bis 870, zwei gedeckten Pfeifen von 870 bis 3480, und den Galtonpfeifchen von 3480 bis 70000 v. d. Wenn von den zehn Gabeln die Belastungsgewichte abgenommen werden, erklingen dieselben in den Tönen: A_1, C, G, c, g, c_1, g_1, c_2, g_2, c_3.

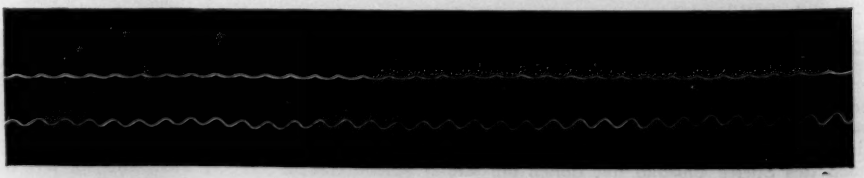


Fig. 4.

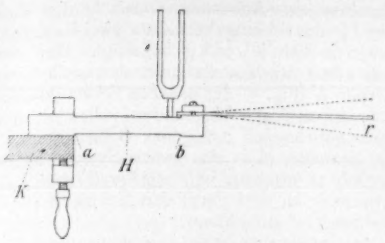


Fig. 5.

Fig. 5 zeigt; die Strecke a bis b ist rund abgedreht, damit die Holzleiste in allen Richtungen gegen ihre Achse gleiche Elastizität erhält. An das Ende derselben wird ein dünnes Glasrohr r befestigt und dessen federnd hervorragendes Ende durch längeres oder kürzeres Einspannen so abgestimmt, daß es unisono mit einer großen belasteten Stimmgabel wird. Unter dem Einflusse der synchron erfolgenden Antriebe, welche der longitudinal schwingende Stiel (auf die Holzteile nahe bei b aufgesetzt) ausübt, macht das Glasrohr geradezu riesige Exkursionen.

Versuch 5. Man setze die Antenne des Bazzi-Bianchischen Phonendoskops[1]) auf den Stiel irgendeiner zwischen den Fingern gehaltenen, schwingenden Stimmgabel. Die hohe Intensität des übertragenen Tones gestattet keinen Zweifel an der Existenz longitudinaler Schwingungen.

Es ist eine jedem Mechaniker längst bekannte Tatsache, daß am Stiele einer Stimmgabel neben dessen longitudinalen Bewegungen — unerwünscht — noch größere oder kleinere transversale Vibrationen auftreten; dies ist eine natürliche Folge der unvermeidlichen kleinen Fehler, welche bei der Formgebung und hauptsächlich wegen der Inhomogenität des Stahles erscheinen. Ist eine Stimmgabel, auch der neueren Form, vollkommen symmetrisch in Form, Elastizität, Massenverteilung, Lagerung etc. gegen ihre geometrische Achse, so kann ihr Stiel zweifellos, wenn er überhaupt durch die transversalen Oszillationen der Zinken zum Mitschwingen veranlaßt wird, nur longitudinal schwingen. Die Größe dieser transversalen Bewegungen, von welchen die Schwingungsdauer der Gabeln sehr stark beeinflußt wird, dient dem Feinmechaniker bei den vom Schmiede kommenden und vorerst noch roh überhobelten Gabeln geradezu als Prüfungsmittel dafür, ob man eine Gabel weiter bearbeiten darf, oder ob dieselbe verworfen werden muß.

Die longitudinalen Schwingungen des Stieles einer tönenden Gabel neuerer Form lassen sich indessen nicht mehr aus den elastischen Deformationen des Stimmgabelbogens ableiten; dieser Bogen ist ja durch einen starren Körper ersetzt. Die kinematische Ursache dieser Bewegung ist hier eine andere, wie nachfolgende Zeilen deutlich machen sollen.

Wenn die Zinken einer Stimmgabel neuerer Form schwingen, so geschieht dies selbstverständlich dadurch, daß alle Teile der Zinken Stücke von Kreisbahnen beschreiben; diese Bahnen sind alle konzentrisch zu einem Orte nahe dem Zinken-Ansatze. Nun schreibt aber das Trägheitsgesetz für alle in Bewegung befindlichen Massen geradlinige Bahn vor. Der zurückzulegende Weg für die vibrierende Masse der Stimmgabelzinken ist also durch zwei Sätze gegeben:

1. Die Massen oszillieren wegen der Elastizität der Zinken.

2. Sie oszillieren erzwungen auf geradliniger Bahn wegen des Beharrungsvermögens.

Wenn wir dies kinematisch konstruieren, dann ergibt sich in bezug auf den Bewegungsvorgang während des Schwingens einer Stimmgabel folgendes Bild Fig. 6.

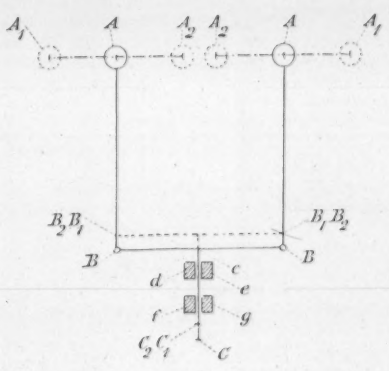


Fig. 6.

Wir denken uns zunächst die träge Masse der Zinken in den Körpern A und A angehäuft. Die Längen der Zinken seien durch die beiden starren Linien AB gegeben. An den Punkten B seien Scharniere angebracht, welche uns mechanisch die elastischen Orte ersetzen, um

1) Dieses für akustische Versuche sehr wertvolle Instrument (zu beziehen um billigen Preis von M. Wallach in Cassel) besteht aus einer mit feiner Hartgummimembrane überzogenen Dose. In Mitte dieser Membrane ist ein Stift senkrecht angesetzt, dessen freies Ende mit den Orten in Berührung gebracht wird, welche man abhorchen will. Der Stift überträgt die Schwingungen auf die Membrane, diese auf die in der Dose eingeschlossene Luft und endlich letztere vermittels zweier in die Gehörgänge beider Ohren eingeführten Gummischläuche in vorzüglicher Weise auf das Trommelfell.

welche in Wirklichkeit die Zinken schwingen. Die beiden Scharniere B seien ferner unter sich durch die starre Gerade BcB verbunden und in c wäre endlich der Stimmgabelstiel cC starr angesetzt; der letztere aber könne, geradeso wie bei einer frei im Raume befindlichen Stimmgabel, nur in einer Geradführung de, fg longitudinal gleiten. Begeben sich nun die Körper AA auf ihrer erzwungen geradlinigen Bahn zu den Orten A_1 A_1, wie dies beim Auswärtsschwingen der Stimmgabelzinken geschieht, so steigen die Scharniere BB (weil die Längen AB unveränderlich sind) zu den Orten B_1 B_1 empor und mit ihnen um den gleichen Betrag das Ende C des Stieles zum Orte C_1. Beim Zurückschwingen verlegt sich alles wieder in die Orte mit dem Buchstaben ohne Index. Es ist leicht ersichtlich, daß sich bei vollendetem Schwingen der Zinken nach einwärts alle Punkte des Mechanismus nach den mit dem Index 2 bezeichneten Orten begeben werden, um hierauf wieder (nach vollendeter ganzer Schwingung der Körper A) die Orte ohne Index einzunehmen. Die Orte B_1 und B_2, sowie C_1 und C_2 fallen zusammen, und man ersieht sofort, daß bei einer solchen idealen Mechanik der Stiel der Stimmgabel zwei ganze Schwingungen ausführt, während die Zinken nur eine solche vollenden.

Den soeben geschilderten kinematischen Vorgang kann man an einem in großen Dimensionen ausgeführten Stimmgabelmodell sehr gut zeigen. Ich habe mir zu diesem Zweck den nachfolgend geschilderten Apparat Fig. 7 anfertigen lassen:

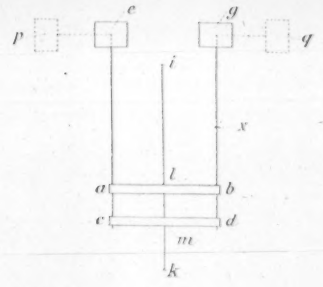


Fig. 7.

Durch je drei Löcher in zwei Messingrohren ab, cd wurden die drei (elastischen) Messingstangen ce, ik, dg durchgesteckt und hier festgelötet. Die Dimensionen betrugen: $ae = bg =$ 55 cm; $ac = lm = bd =$ 11 cm; $al = bl = cm = dm =$ 12 cm; $li =$ 45 cm; $mk =$ 10 cm. Die Messingstangen waren 6 mm dick; die Rohre hatten außen 16 mm, innen 14 mm Durchmesser. Außerdem waren an den Enden e und g der Stimmgabelzinken zwei Belastungsgewichte von je 300 g befestigt. Der starre Teil $abcd$ des Modells stellt den unelastischen Körper K (Fig. 3) der neueren Stimmgabelform vor. Unter diesen Umständen vollendet dieses Stimmgabelmodell 2,8 ganze Schwingungen in der Sekunde. Um das ganze System frei beweglich zu machen, ist dasselbe (Ebene $egcd$ horizontal) an drei vertikalen Schnüren in den Punkten icd aufgehängt.

Das Modell brachte man dadurch zum ungestörten Schwingen, daß die Zinken zunächst vermittels eines eingebundenen Fadens zusammengezogen blieben und dann der Faden, wenn alles vollkommen ruhig hing, durchgebrannt wurde.

Das vorliegende Modell demonstriert zunächst den Schwingungsvorgang einer unbelasteten Gabel neuerer Form, bei welcher die Verteilung der schwingenden Masse jeder Zinke symmetrisch um die Zinkenachse gelagert ist.

Auf berußtes Glanzpapier schrieb auf die schon weiter oben geschilderte Weise die Stimmgabel zwei Sinuslinien (Fig. 8), und zwar die

Fig. 8.

obere, als eine Schreibspitze am Punkte K des Stieles, die untere, als diese Spitze am Punkt x der Zinken angeklebt war. Man sieht, daß der Stiel in der Tat die doppelte Schwingungszahl der Zinken aufschreibt.

Die soeben geschilderten Verhältnisse erleiden aber eine ganz wesentliche Modifikation,

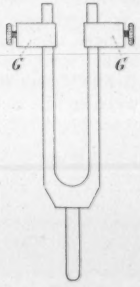


Fig. 9.

wenn man auf die Zinken Belastungsgewichte $G\,G$ (Fig. 9) aufsetzt, deren Schwerpunkt seitwärts von den Achsen der Zinken liegen, wie dies bei belasteten Stimmgabeln fast immer gemacht wird.

Der Bewegungsvorgang für solche Belastungsgewichte ist, wenn man wieder die übrige Masse der schwingenden Stimmgabel zunächst unberücksichtigt läßt, durch folgende Konstruktion kinematisch gekennzeichnet:

Die Orte für die Ruhelage der Massen sind jetzt von a nach A (Fig. 10) hinausgerückt.

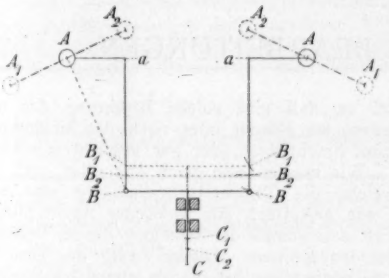


Fig. 10.

Wenn diese Massen schwingen, so geschähe dies bei festgehaltenen Scharnieren $B\,B$ in Kreissegmenten, deren Radien die Verbindungslinien $A\,B$ sind. Sind jedoch die Scharniere B nicht festgehalten, so laufen die Massen A wegen ihres Beharrungsvermögens auf den geradlinigen Bahnen $A_1\,A_2$, welche senkrecht auf den Radien $A\,B$ stehen. Es ist leicht einzusehen und auch mit dem Zirkel abzumessen, daß nunmehr die Punkte B_1 und B_2, sowie C_1 und C_2 nicht mehr zusammenfallen, sondern daß der Stimmgabelstiel durch das Auswärtsschwingen der Massen A um einen größeren Betrag gehoben wird, als durch das Einwärtsschwingen. Während einer ganzen transversalen Schwingung der Zinken entstehen also zwangläufig zwar wieder zwei ganze, aber ungleich große longitudinale Exkursionen des Stimmgabelstieles.

Tritt nun zur Wirkung dieser seitlich von den Zinkenachsen gelagerten Massen noch die Beeinflussung durch die träge Masse der Stimmgabel selbst hinzu, so treten die kleineren Vibrationen des Stieles gegen die größeren in den Hintergrund, wie der nachfolgend geschilderte Versuch mit unserem in großen Dimensionen ausgeführten Stimmgabelmodell recht deutlich nachweist:

An die Zinkenenden wurden senkrecht hierzu 6 mm dicke und 25 cm lange Messingstangen $e\,f$ und $g\,q$ gelötet, und die Belastungsgewichte, 25 cm von den Zinkenachsen entfernt, nach auswärts verlegt, wie die punktierten Linien der Fig. 7 zeigen. Die beiden Kurven, welche von den wieder an die Punkte k und x geklebte Schreibspitze zogen, sind in Fig. 11 wiedergegeben.

Fig. 11.

Man ersieht auf den ersten Blick, daß nunmehr Stiel und Zinken unisono schwingen, geradeso, wie der Versuch 3 bereits dargetan hat. Die eigentümliche Verzerrung jener Sinuslinie, Fig. 11, welche von der Zinke geschrieben ist, rührt davon her, daß die Zinke nicht nur ihre transversalen Exkursionen ausführt, sondern daß sie auch noch gleichzeitig zu longitudinalen Schwingungen gezwungen ist, welche die ganze Masse der Stimmgabel wegen des Beharrungsvermögens der schwingenden Massen an den Zinken notwendig machen muß.

Aus obigen kinematischen Betrachtungen würde sich ergeben, daß bei unbelasteten Gabeln neuerer Form der Stiel einer schwingenden Stimmgabel nur in der Oktave der Zinken erklingen kann. Dies trifft jedoch praktisch nur bei der größten, unbelasteten Gabel der Bezoldschen Tonreihe zu. Der Ton A_1 der Zinken, wenn er überhaupt am Stielende auftritt, ist hier so tief, daß er gegen die kräftig erklingende Oktave des Stieles verschwindet. Aber schon bei der unbelasteten Gabel Nr. 2 erklingt neben der Oktave des Stieles sehr deutlich der Grundton C der Gabel. Bei der Gabel Nr. 3 (G) ist jedoch die Oktave kaum mehr vernehmbar; diese Oktaven erlöschen bei der vierten und allen übrigen Gabeln vollständig: man hört am Stiele auch mit Hilfe des Bazzi-Bianchischen Phonendoskops nur mehr die Grundtöne c, g, c_1, g_1, c_2, g_2, c_3. Woher diese Erscheinung kommt, läßt sich zunächst noch nicht mit Sicherheit feststellen.

Daß aber mit dem Grundtone (wahrscheinlich) bei jeder Gabel — auch der belasteten und denen von älterer Form — die Oktave desselben mit auftreten muß, ist eine notwendige Folge des kinematischen Vorganges, wie er für das Schwingen von allen Stimmgabeln als Folge der schwingenden trägen Masse der Zinken oben dargestellt wurde. In der Tat kann man vermittels Resonatoren bei großen

und mittelgroßen Gabeln die Oktave wahrnehmbar machen, wenn man solche den Stiel- oder den Zinkenenden passend nähert. Bei Gabeln mit hohem Grundton gelingt dieser Versuch nicht, weil für hohe Tonlagen die Resonatoren bezüglich ihrer Wirksamkeit versagen. Unterhalb der Zinkenmitte, wo nur die Transversalbewegungen der Zinken und nicht auch die Longitudinalvibrationen der Gabel die Luft zu erregen scheinen, ist der Ton frei von der Oktave. Weil der Grundton der Gabeln älterer Form am Stiele stärker und reiner hervortritt, als bei solchen der neueren Gestaltung, so ist es bezüglich solcher Stimmgabeln, bei denen die Vibrationen des Stieles in Verwendung genommen werden soll (z. B. zum Aufmontieren derselben auf Resonanzkästen, zum Rinné-schen Versuch etc.) entschieden vorteilhaft, die ältere Form beizubehalten. Für belastete Gabeln und solche unbelastete, bei denen voraussichtlich der Ton der Zinken in Verwendung kommt, ist die neuere Form vorzuziehen.

München, Juni 1905.

(Eingegangen 11. Juni 1905.)

ZUSAMMENFASSENDE BEARBEITUNGEN.

Optische Methoden zur Messung hoher Temperaturen.

Von Max Iklé.

Die genaue Bestimmung hoher Temperaturen ist nicht nur im Laboratorium des Physikers oder Chemikers von Wert. Die moderne Industrie kennt eine große Anzahl von Prozessen, welche bei sehr hohen Temperaturen verlaufen, und bei denen eine geringe Abweichung von der richtigen Temperatur, oft um weniger als 20° C, hinreichend sein kann, um das erzielte Produkt völlig unbrauchbar zu machen. Man ersieht hieraus, daß genaue Messungen hoher Temperaturen auch praktisch von großem Werte sind.

Welche Methoden stehen uns nun zu solchen Messungen zur Verfügung? Das Quecksilberthermometer ist naturgemäß nur bei verhältnismäßig niederen Temperaturen anwendbar. Die Verwendung von Wasserstoff als Thermometersubstanz bei Temperaturen oberhalb 600° C scheiterte bisher an der Erfolglosigkeit aller Bemühungen zur Herstellung geeigneter Thermometergefäße. Durch Glas und Platin diffundiert der Wasserstoff bei höheren Temperaturen. Stickstoff als Thermometersubstanz gestattet ein Vordringen bis auf 1150° C. Darüber hinaus sind Thermometermessungen einstweilen unausführbar.

Nicht viel günstiger liegen die Verhältnisse bei den Thermoelementen. Die höchste bisher erreichte Grenze der Verwendbarkeit von Thermoelementen liegt bei etwa 1600° C.

Aber selbst unterhalb dieser Grenztemperaturen ist der Gebrauch von Thermometern oder Thermoelementen oftmals ausgeschlossen, da bei vielen Messungen es nicht wohl angängig ist, das Meßinstrument in direkte Berührung mit dem Gegenstande zu bringen, dessen Temperatur gemessen werden soll, sei es, daß die räumlichen Verhältnisse dem entgegenstehen, sei es, daß eine solche Berührung den zu messenden Körper oder auch das Meßinstrument beschädigen oder gar vernichten würde.

Wir müssen also nach Methoden suchen, welche die Temperaturbestimmung aus der Ferne gestatten. Als wirksames Agens bietet sich naturgemäß die Strahlung des zu bestimmenden Körpers. Dieser Zweig der Temperaturbestimmung hat in den letzten Jahren eine bedeutende Entwicklung erfahren. Dieser Umstand sowie die große Bedeutung des Gegenstandes für die technische Industrie sowohl als auch für die Wissenschaft rechtfertigen wohl ein näheres Eingehen auf denselben. Ich komme daher gern einer diesbezüglichen Aufforderung der Redaktion dieser Zeitschrift nach.

Ich werde zunächst die theoretischen Grundlagen der optischen Pyrometrie erörtern und alsdann eine Anzahl der auf diese Grundlagen gestützten Methoden besprechen. Ich bemerke gleich eingangs, daß ich nicht den Anspruch erhebe, eine erschöpfende Behandlung der Methoden zu geben.

Sehr schätzenswertes Material für die vorliegende Arbeit boten zwei neuere amerikanische Veröffentlichungen der Herren Day und Van Orstrand[1]) einerseits und Waidner und Burgess[2]) andererseits, auf welche ich im folgenden mehrfach Bezug zu nehmen Veranlassung haben werde.

Die Grundlage für die Messung der Energiestrahlung bildet die von Kirchhoff[3]) gegebene Definition des „vollkommen schwarzen" oder

1) Arthur L. Day and C. E. Van Orstrand, The Black Body and the Measurement of Extreme Temperatures. Astrophys. Journ. **19**, 1—40, 1904.

2) C. W. Waidner and G. K. Burgess, Optical Pyrometry. Bull. Bureau of Standards, Washington, **2**, 189—254, 1905.

3) G. Kirchhoff, Über das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen der Körper für Wärme und Licht. Pogg. Ann. **109**, 275—301, 1860.

kurz „schwarzen" Körpers. Als „vollkommen schwarz" bezeichnet Kirchhoff solche Körper, „welche bei unendlich kleiner Dicke alle Strahlen, die auf sie fallen, vollkommen absorbieren, also Strahlen weder reflektieren noch hindurchlassen." In derselben Arbeit stellt Kirchhoff den Satz auf, daß das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen, bezogen auf die gleiche Temperatur und die gleiche Wellenlänge, für alle Körper das gleiche ist. Bezeichnen wir also mit i_λ das Strahlungsvermögen (Emissionsvermögen) eines Körpers für die Wellenlänge λ, mit a_λ sein Absorptionsvermögen für dieselbe Wellenlänge und mit e_λ das Strahlungsvermögen des „schwarzen" Körpers für eben diese Wellenlänge, so haben wir für eine gegebene Temperatur die Gleichung

$$\frac{i_\lambda}{a_\lambda} = e_\lambda = f(\lambda, T), \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$e_\lambda = f(\lambda, T)$ wird als „Kirchhoffsche Funktion" bezeichnet. Ihre Form hat Kirchhoff nicht gegeben. Auf die Versuche zur Bestimmung derselben wird weiter unten eingegangen werden. Aus Gleichung (1) folgt für die gesamte Strahlung bei der Temperatur T

$$\frac{\mathcal{J}}{A} = E, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

wo $\mathcal{J}$ die gesamte Strahlung eines gegebenen Körpers, A seine Gesamtabsorption und E die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers ist. Schreiben wir (2) in der Form

$$\mathcal{J} = AE, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

so erhellt sofort die Bedeutung des schwarzen Körpers.

Die Strahlung des schwarzen Körpers ist die Maßeinheit für das Strahlungsvermögen eines gegebenen Körpers.

Im letzten Paragraphen der mehrfach zitierten Arbeit sagt Kirchhoff: „Wenn ein Raum von Körpern gleicher Temperatur umschlossen ist, und durch diese Körper keine Strahlen hindurchdringen können, so ist ein jedes Strahlenbündel im Innern des Raumes seiner Qualität und Intensität nach gerade so beschaffen, als ob es von einem vollkommen schwarzen Körper derselben Temperatur herkäme, ist also unabhängig von der Beschaffenheit und Gestalt der Körper und nur durch die Temperatur bedingt. Die Richtigkeit dieser Behauptung sieht man ein, wenn man erwägt, daß ein Strahlenbündel, welches dieselbe Gestalt uud die entgegengesetzte Richtung als das gewählte hat, bei den unendlich vielen Reflexionen, die es nacheinander an den gedachten Körpern erleidet, vollständig absorbiert wird. In dem Innern eines undurchsichtigen, glühenden Körpers von gewisser Temperatur findet hiernach auch immer dieselbe Helligkeit statt, welches auch im übrigen die Beschaffenheit desselben sein möge." Trotz dieses Hinweises vergingen nicht weniger als 35 Jahre bis zur angenäherten Verwirklichung des „schwarzen Körpers" durch W. Wien und Lummer. Eine Oberfläche, welche die Kirchhoffsche Definition der Schwärze vollkommen erfüllt, ist bisher nicht gefunden worden.

Den im vorigen Absatz mit den Worten Kirchhoffs gekennzeichneten Weg zur Verwirklichung des „schwarzen Körpers" suchten schon im Jahre 1884 Christiansen[1]) und Boltzmann[2]) einzuschlagen, ohne indessen zu einer praktischen Ausführungsform zu gelangen. Näheres über diese Versuche ist aus dem Bericht des Herrn Lummer für den internationalen Kongreß für Physik in Paris 1900 zu ersehen[3]), woselbst sich auch sonst zahlreiche wertvolle Literaturangaben finden. Eine praktische Konstruktion des „schwarzen Körpers" auf Grund des von Kirchhoff angedeuteten Prinzips führten erst im Jahre 1895 die Herren W. Wien und O. Lummer aus.[4]) Sie benutzten Hohlkörper, teils aus Porzellan, teils aus Metall, deren Innenwände für tiefere Temperaturen mit Lampenruß, für höhere Temperaturen mit Eisen- oder Uranoxyden ausgekleidet waren. Der Hohlraum hatte nur eine kleine Öffnung, aus welcher die Strahlung austreten konnte. Genau genommen wird natürlich eine Abweichung von der Strahlung des schwarzen Körpers durch diese Öffnung verursacht werden, doch ist dieser Fehler von leicht zu vernachlässigender Größe.

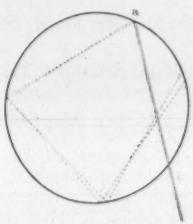


Fig. 1.

Die Wirkungsweise des Wien-Lummerschen „schwarzen Körpers" wird am besten aus der beigefügten Figur 1 ersichtlich, welche der schon erwähnten Arbeit von Day und van Orstrand[5]) entnommen ist. Derjenige Betrag

1) C. Christiansen, Über die Emission der Wärme von unebenen Oberflächen. Wied. Ann. **21**, 364—369, 1884.

2) L. Boltzmann, Über eine von Herrn Bartoli entdeckte Beziehung der Wärmestrahlung zum zweiten Hauptsatze. Wied. Ann. **22**, 31—39, 1884.

3) O. Lummer, Le Rayonnement des Corps Noirs. Rapports présentés au Congrès International de Physique réuni à Paris en 1900, II, 41—99.

4) W. Wien und O. Lummer, Methode zur Prüfung des Strahlungsgesetzes absolut schwarzer Körper. Wied. Ann. **56**, 451—456, 1895.

5) Arthur L. Day and C. E. Van Orstrand, a. a. O. S. 4.

der strahlenden Energie, welcher nicht beim ersten Auftreffen auf die Innenwand des Hohlraumes (bei *a*) absorbiert wird, wird die Wandung immer und immer wieder treffen, bis er schließlich verschwindend klein geworden sein wird. — Die beschriebenen Hohlkörper wurden in Bädern von der zu untersuchenden Temperatur erwärmt. Da diese Art der Erwärmung, besonders wenn es sich um sehr hohe Temperaturen handelt, naturgemäß mit mancherlei Unzuträglichkeiten verbunden ist, so war der wenige Jahre später von Lummer und Kurlbaum konstruierte elektrisch geglühte schwarze Körper[1]) als bedeutender Fortschritt zu begrüßen. Eine Vorstellung dieses Apparates in seiner wesentlich verbesserten Gestalt sollen die Figuren 2 und 3 geben. Ich halte mich bei der Beschreibung desselben möglichst an den Wortlaut der Originalarbeit unter Anbringung einiger Kürzungen. „Ein etwa 0,01 mm dickes Platinblech wird zu einem Zylindermantel von 40 cm Länge und 4 cm Durchmesser geformt. Um den Strom gleichmäßig zu verteilen, so daß die Stromlinien parallell zur Zylinderachse verlaufen, sind die beiden Enden des Platinrohres ringsum durch angeschweißte dickere Platinbleche verstärkt. An diese dickeren Ringe werden diametral gegenüber die Zuleitungsbleche *b* (Fig. 3) geschweißt, welche zwischen die Klemmbacken des Stativs geklemmt werden, denen der elektrische Strom durch dicke Kabel zugeführt wird. In diesen Heizmantel aus dünnem Platinblech paßt eng anschließend das innere der beiden in Figur 2 gezeichneten Rohre aus schwer schmelzbarer Masse, welches die schwarze Strahlung liefern soll. Dieses von der Kgl. Porzellanmanufaktur in Charlottenburg hergestellte Rohr von 2 mm Wandstärke trägt fest eingebrannt in seiner Mitte eine Querwand (7) und eine Reihe von Diaphragmen (1—6), von denen das letzte (6) nahe der Querwand (7) sitzt. In diesem von (6) und (7) gebildeten Hohlraum befindet sich kurz vor der Querwand die Lötstelle des Thermoelementes nach Le Chatelier. Die Drähte des Elementes gehen zunächst durch enge Öffnungen der festen Querwand und unmittelbar dahinter durch zwei Öffnungen einer beweglichen Wand, welche einen solchen Abstand voneinander haben oder so orientiert sind, daß jedenfalls eine direkte Durchsicht vermieden ist. Von dieser beweglichen Wand an werden die Drähte durch enge Röhrchen getragen, welche ebenfalls aus schwer schmelzbarer Masse gefertigt sind, und auf welche eine Reihe von losen Querwänden *a*,

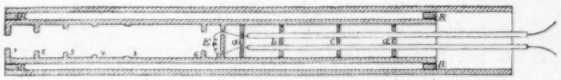


Fig. 2.

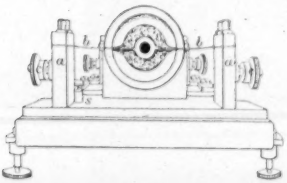


Fig. 3.

b, *c*, *d* geschoben werden. Damit diese Wände sich nicht gegeneinander verschieben, wird hinter jeder über das Porzellanröhrchen ein Platinröhrchen von geeigneter Länge geschoben. Das Innere des Strahlungsrohres ist mittels einer Mischung aus Chrom-, Nickel- und Kobaltoxyd geschwärzt, welche Schwärzung selbst Temperaturen über 1500° C standhält. Der Platinheizmantel ist so viel länger als das Strahlungsrohr, daß das hintere Ende flach zusammengedrückt, das vordere Ende aber konisch verjüngt werden kann, um noch gerade der aus dem vordersten Diaphragma (1) austretenden Strahlung freien Durchgang zu gestatten. Zum Schutz gegen den Wärmeverlust durch Ausstrahlung ist über das Platinrohr an beiden Enden eng anliegend je ein Ring *R* (Fig. 2) geschoben und über diese Ringe wiederum ein passendes Rohr aus feuerfester Masse, so daß zwischen beiden Rohren ein Hohlraum entsteht. Zum weiteren Schutz ist entweder dieses Überstülprohr mit Asbestpappe umgeben, oder noch mit einem zweiten Überstülprohr und Ringen aus feuerfester Masse versehen, so daß ein zweiter Luftraum entsteht. — Die große Länge ist dem schwarzen Körper gegeben worden, weil infolge der starken Wärmeableitung an den Enden des Körpers doch nur das mittlere Stück auf gleichmäßiger Temperatur gehalten werden kann. Dies mittlere Stück wird allein als Strahlungsquelle benutzt, und demgemäß sind die Blenden angeordnet und ihre Öffnungen gewählt. Der Durchmesser der strahlenden Blende (1) (Fig. 2) beträgt nur 1 cm. Außerdem wird vor diese Öffnung ein wassergespültes Diaphragma (die Meßblende) mit noch

1) O. Lummer und F. Kurlbaum, Der elektrisch geglühte „absolut schwarze" Körper und seine Temperaturmessung. Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin, **17**, 106—111, 1898. — Ann. d. Phys. (4) **5**, 829—836, 1901.

engerer Öffnung gestellt. — Die Diaphragmenreihe (1 bis 5) schützt die wirksamen Teile des schwarzen Körpers sowohl vor den heftigen Luftzirkulationen an der Öffnung, wie vor der Ausstrahlung zu den kälteren Teilen. Noch besser ist die strahlende Querwand (7) gegen beide Übelstände durch die dahinter befindlichen Querwände *a*, *b*, *c* etc. geschützt."

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz ist das Verhältnis zwischen dem Emissionsvermögen und dem Absorptionsvermögen für alle Körper dasselbe. Ferner ist nach der Definition das Absorptionsvermögen eines schwarzen Körpers größer als dasjenige irgendeines anderen Körpers. Es kann also bei einer gegebenen Temperatur kein Körper mehr Energie ausstrahlen als der absolut schwarze Körper. Daraus erhellt, daß, wenn es uns möglich ist, eine Beziehung zu finden zwischen der von einem schwarzen Körper ausgehenden Energiestrahlung und seiner Temperatur, daß wir damit auch eine Möglichkeit haben, aus der Strahlung eines nicht vollkommen schwarzen Körpers eine untere Grenze für seine Temperatur zu bestimmen, nämlich diejenige Temperatur, welche bei einem absolut schwarzen Körper eben dieser Strahlung entsprechen würde, oder, um es kurz auszudrücken, die „schwarze Temperatur" des betreffenden Körpers. Nun liegen günstigerweise die Verhältnisse derart, daß mit wachsender Temperatur die Strahlung nicht absolut schwarzer Körper sich der schwarzen Strahlung mehr und mehr nähert, ein Punkt, auf den wir weiterhin noch einzugehen haben werden.

Wir müssen nunmehr die Gesetzmäßigkeiten erörtern, denen die Strahlung des schwarzen Körpers, oder kurz „die schwarze Strahlung" gehorcht, und welche ihre Verwendung zur Temperaturmessung ermöglichen. Indessen kann hier auf das teilweise sehr ausgedehnte experimentelle und theoretische Beweismaterial, welches der Aufstellung dieser Strahlungsgesetze zugrunde liegt, nur sehr kurz eingegangen werden. Für den vorliegenden Zweck genügt es, die Ergebnisse der einschlägigen Forschungen anzugeben.

Im Jahre 1879 fand Stefan[1]), nach den Angaben Tyndalls über die Energiestrahlung eines glühenden Platindrahtes, daß sich die bei 525° C und bei 1200° C ausgesandten Energiemengen mit sehr großer Annäherung verhalten wie $\left(\frac{525+273}{1200+273}\right)^4$, d. h. wie die vierten Potenzen der absoluten Temperaturen. Stefan verglich nun hiermit die Angaben von Dulong und Petit, de la Provostaye und Desains, Lehnhardt, Despretz, Draper, Ericsson, und fand, daß die Angaben all dieser Forscher sich mit großer Annäherung dieser seiner Formel der vierten Potenzen unterordnen ließen. Das führte ihn dazu, den Satz aufzustellen, daß für alle Körper die bei zwei verschiedenen Temperaturen ausgestrahlten Energiemengen sich verhalten wie die vierten Potenzen eben dieser Temperaturen, vom absoluten Nullpunkt der Temperatur gerechnet. Eine Stütze für dieses Gesetz schien der schon früher von J. W. Draper[1]) aufgestellte Satz zu bieten, wonach für alle festen Körper die Rotglut bei derselben Temperatur, nämlich bei 525° C beginne. Es ist indessen durch neuere und exaktere Forschungen nachgewiesen worden, daß weder das Drapersche noch das Stefansche Gesetz in dieser Verallgemeinerung Gültigkeit beanspruchen können, daß vielmehr beide nur angenähert gelten. Verschiedene Körper besitzen verschiedenes Strahlungsvermögen und erreichen die Rotglut bei verschiedenen, wenn auch nicht sehr stark voneinander differierenden Temperaturen. Jedoch kann kein Körper bei tieferer Temperatur zur Rotglut gelangen als ein absolut schwarzer Körper.

Es blieb Boltzmann[2]) vorbehalten, hier Klarheit zu schaffen und die eigentliche grundlegende Bedeutung des Stefanschen Gesetzes darzutun. Boltzmann fand auf theoretischem Wege, daß das Stefansche Gesetz

$$E = \int_0^\infty e_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

gültig sei, jedoch mit der folgenden wesentlichen Einschränkung: Stefan hatte sein Gesetz als allgemeingültig aufgestellt, unabhängig von der Natur des Körpers und von der Art der Strahlung (Farbe). Boltzmann dagegen wies die Gültigkeit des Satzes für den absolut schwarzen Körper nach. Mit dieser Einschränkung ist das Gesetz der vierten Potenzen als Stefan-Boltzmannsches Gesetz nunmehr allgemein anerkannt.

Für einen anderen als einen absolut schwarzen Körper gilt die Beziehung

$$\frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^4 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

1) J. Stefan, Über die Beziehung zwischen der Wärmestrahlung und der Temperatur. Wien. Ber. **79**, II, 391–428, 1879.

1) J. W. Draper, On the Production of Light by Heat. Phil. Mag. (3) **30**, 345–360, 1847. — Amer. Journ. of Sc. (2) **4**, 1847.

2) L. Boltzmann, Über eine von Herrn Bartoli entdeckte Beziehung der Wärmestrahlung zum zweiten Hauptsatze. Wied. Ann. **22**, 31–39, 1884. — Ableitung des Stefanschen Gesetzes, betreffend die Abhängigkeit der Wärmestrahlung von der Temperatur, aus der elektromagnetischen Lichttheorie. Wied. Ann. **22**, 291–294, 1884.

nicht. In diesem Falle ist vielmehr zu setzen

$$\frac{E_1}{E_0} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^x. \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Die folgende der schon zitierten Arbeit von Lummer und Kurlbaum[2]) entnommene Tabelle zeigt, wie sehr die Strahlung des elektrisch geglühten schwarzen Körpers der schwarzen Strahlung nahe kommt. Sie zeigt ferner, daß für nicht schwarze Körper die Strahlung schneller zunimmt als mit der vierten Potenz der absoluten Temperatur, und daß mit steigender Temperatur, wie schon oben erwähnt wurde, die Strahlung aller Körper sich der schwarzen Strahlung mehr und mehr nähert.

Tabelle 1.

Absolute Temperatur		$\frac{E}{T_1^4 - T_0^4}$ in willkürlicher Einheit		
T_1	T_0	Schwarzer Körper	Blankes Platin	Eisenoxyd
372,8	290,5	108,9	—	—
492	290	109,0	4,28	—
654	290	108,4	6,56	33,1
795	290	109,9	8,14	36,6
1108	290	109,0	12,18	46,9
1481	290	110,7	16,69	65,3
1761	290	—	19,64	—

In dieser Tabelle ist E die Strahlungsmenge, T_0 die Temperatur des Bolometers, T_1 die des strahlenden Körpers. Als relatives Maß für die Strahlungsmenge gelten die Bolometerausschläge. Nach dem Stefanschen Gesetz muß der Quotient $E/(T_1^4 - T_0^4)$ konstant sein.

Das Stefan-Boltzmannsche Gesetz betrifft nur die Gesamtstrahlung des schwarzen Körpers; über die Zusammensetzung dieser Strahlung, über den Anteil der einzelnen Wellenlängen an dieser Strahlung sagt es nichts aus. Es war schon früh bekannt, daß die von einem glühenden Körper ausgesandte Strahlung das Maximum der Energie im Ultrarot aufweist. Je mehr die Temperatur eines Körpers gesteigert wird, um so mehr nehmen verhältnismäßig Strahlen kürzerer Wellenlängen an der Gesamtstrahlung teil. Die Energie jeder einzelnen monochromatischen Strahlung nimmt mit steigender Temperatur zu, doch ist diese Zunahme für die Strahlung kürzerer Wellenlängen stärker als für die größerer. Es verschiebt sich also mit zunehmender Temperatur das Maximum der Energiestrahlung in Richtung der abnehmenden Wellenlängen. Diese Verschiebung des Energiemaximums wird aus den Kurven der Figur 4

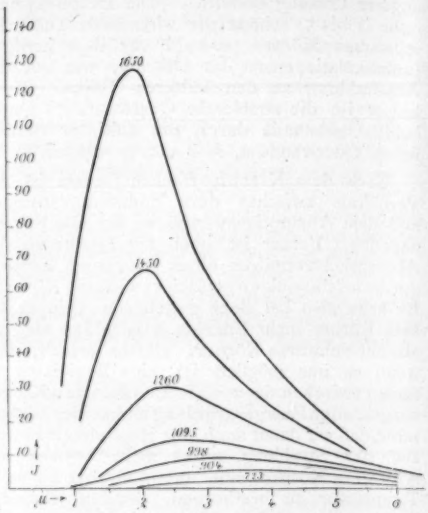


Fig. 4.

ersichtlich. Dieselbe ist der eingangs erwähnten Arbeit von Waidner und Burgess[1]) entnommen und nach Daten von Lummer und Pringsheim[2]) gezeichnet. In dieser Figur geben die Abszissen die Wellenlängen in μ an, die Ordinaten die Energiestrahlung des schwarzen Körpers für die betreffenden Wellenlängen. Die den einzelnen Kurven beigefügten Zahlen bedeuten die absoluten Temperaturen. Die Gesetzmäßigkeit dieser Verschiebung hat W. Wien[3]) auf Grund theoretischer Überlegungen folgendermaßen festgelegt. „Im normalen Emissionsspektrum eines schwarzen Körpers verschiebt sich mit veränderter Temperatur jede Wellenlänge so, daß das Produkt aus Temperatur und Wellenlänge konstant bleibt." Bezeichnet λ_{max} die Wellenlänge größter Intensität, so läßt sich dieses „Wiensche Verschiebungsgesetz" darstellen durch die Formel

1) O. Lummer und E. Kurlbaum, Verh. d. Phys. Ges. zu Berlin, **17**, 106—111, 1898.

1) C. W. Waidner and G. K. Burgess, a. a. O. S. 201.

2) O. Lummer und E. Pringsheim, 1. Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers und des blanken Platins. 2. Temperaturbestimmung fester glühender Körper. Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 218—235, 1899.

3) Willy Wien, Eine neue Beziehung der Strahlung schwarzer Körper zum zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie. Berl. Ber. 1893, 25—32. — Die obere Grenze der Wellenlängen, welche in der Wärmestrahlung fester Körper vorkommen können; Folgerungen aus dem zweiten Hauptsatz der Wärmetheorie. Wied. Ann. **49**, 633—641, 1893. — Temperatur und Entropie der Strahlung. Wied. Ann. **52**, 132—165, 1894.

$$\lambda_{max}\, T = \text{konst} \equiv A, \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

wo T die absolute Temperatur ist. Es ist leicht ersichtlich, daß diese Gleichung einen weiteren Weg zur Bestimmung der schwarzen Temperatur eines Körpers bietet. In Verbindung mit dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz erhielt Wien dann die folgende Gleichung für den schwarzen Körper:

$$\mathcal{J}_{max}\, T^{-5} = \text{konst} \equiv B, \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

wenn $\mathcal{J}_{max}$ die der Wellenlänge λ_{max} entsprechende Energie bedeutet. Es hat sich nun gezeigt [1]), daß diese beiden Formeln eine gewisse Verallgemeinerung zulassen. Das Wiensche Verschiebungsgesetz

$$\lambda_{max}\, T = \text{konst} \equiv A_1 \quad . \quad . \quad . \quad (7')$$

gilt auch für andere als schwarze Körper, wenn man unter A_1 eine von der Natur des betreffenden Körpers abhängige Konstante versteht. Die Formel für $\mathcal{J}_{max}$ gilt dann nur in der allgemeineren Gestalt:

$$\mathcal{J}_{max}\, T^{1-\alpha} = \text{konst}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

wo α von Körper zu Körper verschieden ist.

Lummer und Pringsheim [2]) haben die Größen A, sowie für blankes Platin A_1 und α bestimmt und erhalten:

$$\left.\begin{aligned} A &= 2940, \\ A_1 &= 2630 \\ \alpha &= 6{,}00 \end{aligned}\right\} \text{für blankes Platin.}$$

Die Kurven der Figur 5 geben die Energieverteilung im Emissionsspektrum des blanken Platins nach diesen Messungen wieder in der gleichen Weise, wie in Figur 4 die Energieverteilung im Emissionsspektrum des schwarzen

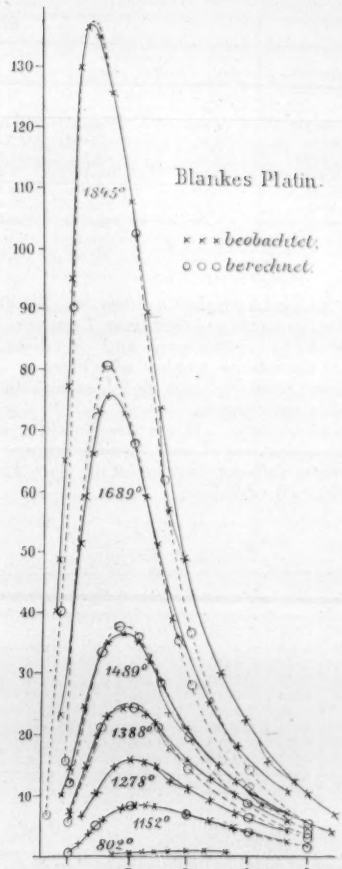


Fig. 5.

1) O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 218—235, 1899.

2) O. Lummer und E. Pringsheim, Die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers. Verh. d. D. Phys. Ges. 1, 34—42, 1899. — Ferner die angeführte Arbeit, daselbst S. 218—235.

Tabelle 2.
Schwarzer Körper.

Absolute Temperatur T	λ_{max}	$\mathcal{J}_{max}$	$A = \lambda_{max} T$	$B = \mathcal{J}_{max} T^{-5}$	$T_{ber.} = \sqrt[5]{\mathcal{J}_{max}/B_{Mittel}}$	Diff. $T_{ber.} - T_{beob.}$
1646°	1,78	270,6	2928	2246 . 10−17	1653,5°	+7,50°
1460,4°	2,04	145,0	2979	2184 . 10−17	1460,0	−0,4
1259,0	2,35	68,8	2959	2176 . 10−17	1257,5	−1,5
1094,5	2,71	34,0	2966	2164 . 10−17	1092,3	−2,2
998,5	2,96	21,50	2956	2166 . 10−17	996,5	−2,0
908,5	3,28	13,66	2980	2208 . 10−17	910,1	+1,6
723	4,08	4,28	2950	2166 . 10−17	721,5	−1,5
621,2	4,53	2,026	2814	2190 . 10−17	621,3	+0,1
		Mittel =	2940	2188 . 10−17		

Tabelle 3.
Blankes Platin.

Absolute Temperatur T	λ_{max}	$\mathcal{J}_{max}$	$A_1 = \lambda_{max} T$	$B_1 = \mathcal{J}_{max} T^{-6}$	$T_{ber.} = \sqrt[6]{\mathcal{J}_{max}/B_1 \text{Mittel}}$	Diff. $T_{ber.} - T_{beob.}$
802°	(3,20)	0,94	(2565)	$3544 \cdot 10^{-21}$	804,6°	+ 2,6°
1152	2,25	8,40	2592	$3595 \cdot 10^{-21}$	1158	+ 6,0
1278	2,02	15,79	2582	$3024 \cdot 10^{-21}$	1287	+ 9,0
1388	1,90	24,41	2637	$3414 \cdot 10^{-21}$	1387	— 1,0
1489	1,80	36,36	2680	$3336 \cdot 10^{-21}$	1479	—10,0
1689	1,59	75,96	2685	$3348 \cdot 10^{-21}$	1672	—17,0
1845	1,40	137,0	2581	$3473 \cdot 10^{-21}$	1844,7	— 0,3
		Mittel =	2626	$3476 \cdot 10^{-21}$		

Körpers wiedergegeben worden ist. Die Figur ist der genannten Arbeit von Lummer und Pringsheim entnommen und in derselben Weise vereinfacht worden wie Figur 4. Der gleichen Quelle sind auch die folgenden Tabellen 3 und 4 entnommen.

Noch schärfer als aus der Tabelle 2 wird die Konstanz von A und B ersichtlich aus der folgenden Tabelle; dieselbe ist in einer Arbeit Paschens[1]) enthalten:

Tabelle 4.
Schwarzer Körper.

T abs.	λ_{max}	$A = \lambda_{max} T$	$\mathcal{J}_{max}$	$B = \mathcal{J}_{max} T^{-5} \cdot 10^{-15}$
1580,6	1,846	2918	12,26	1,242
1567,9	1,858	2913	12,28	1,296
1357,4	2,157	2929	5,797	1,258
1352,7	2,159	2920	5,665	1,251
1347,4	2,172	2927	5,499	1,238
1337,4	2,188	2926	5,454	1,275
1055,2	2,777	2929	1,643	1,255
1053,7	2,770	2919	1,660	1,277
1052,2	2,781	2926	1,667	1,293
875,0	3,328	2911	0,642	1,252
876,4	3,333	2914	0,637	1,232
	Mittel =	2921		(1,261)

Nun ist blankes Platin nahezu als vollkommen spiegelnder Körper zu betrachten. Gehört mithin ein Körper zu der Klasse Platin—Schwarzer Körper, eine Annahme, die in der Mehrzahl aller Fälle als erfüllt betrachtet werden kann, so darf man, um den Wortlaut der Lummer-Pringsheimschen Arbeit zu gebrauchen, „wohl weiter folgern, daß auch der Wert der Konstanten A_1 zwischen dem für den schwarzen Körper gefundenen (2940) und dem für Platin gültigen (2630) liegt. Berechnet man daher aus der beobachteten Lage des Energiemaximums die Temperatur einmal nach der Formel

$$T = \frac{2940}{\lambda_{max}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10a)$$

das andere Mal nach der Formel

$$T = \frac{2630}{\lambda_{max}}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10b)$$

so erhält man für den betreffenden strahlenden Körper eine Maximal- und eine Minimaltemperatur, zwischen welchen seine wirkliche Temperatur eingeschlossen sein muß. Je nachdem die Beobachtung der Strahlung bei verschiedenen Temperaturen ergibt, daß α näher an 5 oder an 6 liegt, wird man dann schließen dürfen, daß der untersuchte Körper sich mehr dem schwarzen Körper oder dem Platin nähert, und man wird entscheiden können, welcher Wert von A und mithin welche Temperatur für ihn am wahrscheinlichsten ist.“ In dieser Weise haben Lummer und Pringsheim die Temperaturgrenzen für eine Anzahl von Strahlungsquellen bestimmt und in der folgenden Tabelle niedergelegt:

Tabelle 5.

Strahlungsquelle	λ_{max}	T_{max}	T_{min}
Bogenlampe	0,7 μ	4200° abs.	3750° abs.
Nernstlampe	1,2	2450	2200
Auerlampe	1,2	2450	2200
Glühlampe	1,4	2100	1875
Kerze	1,5	1960	1750
Argandlampe	1,55	1900	1700

Es hat naturgemäß nicht an Versuchen gefehlt, eine Gleichung aufzustellen für die Energieverteilung im Emissionsspektrum des schwarzen Körpers bei gegebener Temperatur. Keiner dieser Versuche hat bisher zu einer unumstritten gültigen Lösung des Problems geführt, wenngleich auch in dieser Richtung wichtige Schritte getan sind. Im Jahre 1896 stellte W. Wien[1]) das folgende Gesetz auf:

$$\mathcal{J} = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}. \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Hier bedeutet $\mathcal{J}$ diejenige Energie, welche der Wellenlänge λ, d. h. dem Spektralbezirk von λ bis $\lambda + d\lambda$, entspricht, T die Temperatur des

1) F. Paschen, Über das Strahlungsgesetz des schwarzen Körpers. Ann. d. Phys. (4) **4**, 277—298, 1901.

1) W. Wien, Über die Energieverteilung im Emissionsspektrum eines schwarzen Körpers. Wied. Ann. **58**, 662 bis 669, 1896.

schwarzen Körpers, e die Basis des natürlichen Logarithmensystems, c_1 und c_2 Konstanten.

Es sei mir gestattet, im folgenden die hierher gehörigen Sätze der Arbeit von Day und van Orstrand in möglichst wortgetreuer Übersetzung wiederzugeben.[1]) Dieselben lauten:

„Zunächst nach dem Erscheinen der Wienschen Formel schien guter Grund zu der Annahme vorhanden, als sei das Problem endgültig gelöst. Wenige Wochen vor ihrer Veröffentlichung war eine Menge neuer Versuchsergebnisse von Paschen[2]) veröffentlicht worden für eine Anzahl von Substanzen, welche dem schwarzen Körper sehr nahe kommen. Auf diese Daten wurde die Formel sogleich angewandt, und zwar mit Erfolg. Bald darauf gelang es Planck[3]), die Wiensche Formel aus ganz anderen Annahmen auf Grund der elektromagnetischen Lichttheorie herzuleiten, während Wien sich vornehmlich auf thermodynamische Betrachtungen gestützt hatte. Inzwischen hatte Paschen seine Experimentaluntersuchungen an einem schwarzen Körper fortgesetzt, und seine in zwei Veröffentlichungen[4]) mitgeteilten Resultate stimmten vollkommen mit dem Wien-Planckschen Gesetz überein. — Aber Wiens Gesetz war zu einer Zeit gekommen (ein Jahr nach der Entwicklung des experimentellen schwarzen Körpers), wo man mit sehr exakten Versuchsergebnissen zu rechnen hatte, und es konnte daher die zweifache Ableitung des Gesetzes im Verein mit den bestätigenden Versuchen Paschens nicht genügen, um die Formel ohne weitere Untersuchung festzustellen. — Die Geschichte ist äußerst interessant. Zunächst war Professor Lummer, welcher mit Wien selbst zusammen den ersten schwarzen Körper gebaut hatte, außerstande, mit einem sehr wirksamen Apparat (an der Reichsanstalt) die Ergebnisse Paschens zu bestätigen, und seine Daten wollten sich der Wien-Planckschen Gleichung nicht anpassen. Er erhielt für die „Konstanten" c_1 und c_2 der Formel[5])

Tabelle 6.

λ	1,21 μ	1,96 μ	2,20 μ	3,63 μ	4,56 μ
c_2	13510	13810	14240	14800	16510
$c_1 \cdot 10^{-11}$	1067	1219	1449	1771	2261

und bei späteren Versuchen in Gemeinschaft mit Pringsheim[1]), welche über einen größeren Wellenlängenbezirk sich erstreckten, die Werte

Tabelle 7.

λ	12,3 μ	13,3 μ	15,0 μ	16,5 μ	17,9 μ
c_2	24800	25300	28600	30400	31700

in welchen nicht nur große, sondern auch systematische Abweichungen von dem konstanten Werte auftreten. Beckmann[2]) führte dann eine ähnliche Bestimmung für die Wellenlänge $\lambda = 24\ \mu$ aus und fand $c_2 = 26000$. (Rubens[3]) hat seither gezeigt, daß die von Beckmann als Strahlungsquellen benutzten Substanzen zwei Wellenlängen geliefert haben müssen, nämlich $\lambda = 24\ \mu$ und $\lambda = 32\ \mu$. Für die vorliegende Betrachtung ist dies indessen bedeutungslos.) Lummer und Pringsheim[4]) wandten alsdann ein Sylvinprisma an und machten weitere Messungen zwischen den Wellenlängen 12 μ und 19 μ und zwischen den Temperaturen -190^0 C und 1150^0 C. Sie fanden hierbei, daß c_2 mit der Temperatur sowohl als auch mit der Wellenlänge veränderlich ist (siehe Tabelle 8). Eine weitere sorgfältig ausgeführte Beobachtungsreihe von Rubens und Kurlbaum[5]), welche sich bis zu 50 μ erstreckte, bestätigte die früheren Ergebnisse (siehe Tabelle 8 bis 10). Endlich fand Paschen selbst[6]) bei einer Wiederholung seiner Versuche, daß er nach der Wien-Planckschen Gleichung nur die kurzen Wellenlängen darzustellen in der Lage sei. — Trotz dieses entgegenstehenden experimentellen Beweismaterials und trotz der einigermaßen gezwungenen theoretischen Betrachtungen, welche ihr zugrunde liegen, ist es schwer, die Wiensche Formel zu ersetzen. Sie ist hinsichtlich ihrer Hypothesen wie auch hinsichtlich ihrer Formu-

1) Arthur L. Day and G. K. Van Orstrand, a. a. O. S. 17 ff.

2) F. Paschen, Über Gesetzmäßigkeiten in den Spektren fester Körper. Wied. Ann. **58**, 455—492, 1896.

3) M. Planck, Über irreversible Strahlungsvorgänge. Berl. Ber. 1897; 35—46, 441—443, 659—682. — 1898; 449 bis 476. — 1899; 440—481. — Ann d. Phys. (4) **1**, 69—122, 1900. — Entropie und Temperatur strahlender Wärme. Ann. d. Phys. (4) **1**, 719—737, 1900.

4) F. Paschen, Über die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers bei niederen Temperaturen. Berl. Ber. 1899, 405—420. — Über die Verteilung der Energie im Spektrum des schwarzen Körpers bei höheren Temperaturen. Berl. Ber. 1899, 959—976. — S. a. Astrophys. Journ. 10, 40, 1899; **11**, 288, 1900.

5) O. Lummer, a. a. O.

1) O. Lummer und E. Pringsheim, Über die Strahlung des schwarzen Körpers für lange Wellen. — Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 163—180, 1900.

2) Beckmann, Inaug.-Diss., Hannover 1898.

3) H. Rubens, Über die Reststrahlen des Flußspates. Wied. Ann. **69**, 576—588, 1899.

4) O. Lummer und E. Pringsheim, Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 163—180, 1900.

5) H. Rubens und F. Kurlbaum, Über die Emission langwelliger Wärmestrahlen durch den schwarzen Körper bei verschiedenen Temperaturen. Berl. Ber. 1900, 929—941. — Anwendung der Methode der Reststrahlen zur Prüfung des Strahlungsgesetzes. Ann. d. Phys. (4) **4**, 649—666, 1901. — S. a. Astrophys. Journ. **14**, 335, 1901.

6) F. Paschen, Ann. d. Phys. (4) **4**, 277—298, 1901. — S. auch Fußnote in Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 202, 1900.

lierung der einfachste und klarste von allen Ausdrücken, welche bisher zur Darstellung der Energieverteilung im Spektrum der schwarzen Strahlung in Vorschlag gebracht worden sind. In demjenigen Teil des Spektrums, in welchem das Energiemaximum auftritt, und innerhalb genügender Entfernung zu beiden Seiten des Energiemaximums, mit Einschluß des bei weitem größeren Teiles der Gesamtstrahlung, wie solche durch das Stefansche Gesetz dargestellt wird, gibt die Wiensche Gleichung die Energieverteilung außerordentlich gut wieder. Für die längeren Wellen im Ultrarot indessen, von 6 μ an so weit, wie bisher Messungen ausgeführt worden sind (50 μ), versagt diese Formel vollständig. Es scheint somit keine Hoffnung vorhanden, dieselbe mit Erfolg für unzugängliche Temperaturen zu extrapolieren."

Es ist nun eine Reihe von Formeln aufgestellt worden, welche, ohne neue theoretische Gesichtspunkte einzuführen, sich den vorliegenden Messungsergebnissen besser anpassen sollen als die Wiensche. Es hat ferner Planck, von der Maxwellschen Theorie ausgehend, eine neue Spektralgleichung entwickelt. Ich stelle die verschiedenen Spektralgleichungen im folgenden zusammen:

Wien . . $E = c_1 \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ . . . . . (11)

Weber[1] . $E = c_1 \lambda^{-2} e^{\alpha T - \frac{i}{\beta^2 \lambda^2 T^2}}$ . . (12)

Michelson[2] $E = c_1 T^{3/2} \lambda^{-6} e^{-\frac{c_2}{\lambda^2 T}}$ . . (13)

Thiesen[3] $E = c_1 (\lambda T)^{1/2} \lambda^{-5} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ . . (14)

Rayleigh[4] $E = c_1 T \lambda^{-4} e^{-\frac{c_2}{\lambda T}}$ . . . (15)

Lummer u. Jahnke[5] $E = c_1 \lambda^{-4} T e^{-\frac{c}{(\lambda T)^v}}$, $1{,}2 < v < 1{,}3$ . . (16)

v. Köveslighety[6] $E = \frac{A \lambda^2 T^4}{(\lambda^2 T^2 + c^2)^2}$. (17)

Planck[7] $E = c_1 \lambda^{-5} (e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1)^{-1}$ . . (18)

Die folgenden Tabellen 8 bis 10, welche sich in

1) H. F. Weber, Untersuchungen über die Strahlung fester Körper. Berl. Ber. 1888, 933—957.

2) W. Michelson, Essai théorique sur la distribution de l'énergie dans les spectres des solides. Journ. russ. phys.-chem. Ges. (4) **19**, 79, 1887. — Journ. de Phys. (2) **3**, 467, 1887.

3) M. Thiesen, Über das Gesetz der schwarzen Strahlung. Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 65—70, 1900.

4) Lord Rayleigh, Remarks upon the Law of Complete Radiation. Phil. Mag (5) **49**, 539—540, 1900.

5) O. Lummer und E. Jahnke, Über die Spektralgleichung des schwarzen Körpers und des blanken Platins. Ann. d. Phys. (4) **3**, 283—297, 1900.

6) R. v. Köveslighety, Grundzüge einer theoretischen Spektralanalyse, Halle 1890.

7) M. Planck, Über eine Verbesserung der Wienschen Spektralgleichung. Verh. d. D. Phys. Ges. **2**, 202—204 1900. — Über irreversible Strahlungsvorgänge (Nachtrag) Berl. Ber. 1901, 544—555.

Tabelle 8.

Reststrahlen von Flußspat. $\lambda = 24{,}0\ \mu$ und $\lambda = 31{,}6\ \mu$.

Temperatur in Celsiusgraden	Absolute Temperatur T	$\mathcal{J}$ beobachtet	$\mathcal{J}$ nach Wien	$\mathcal{J}$ nach Thiesen	$\mathcal{J}$ nach Rayleigh	$\mathcal{J}$ nach Lummer und Jahnke	$\mathcal{J}$ nach Planck
− 273	0	—	− 42,4	− 20,7	− 10,7	− 17,8	− 15,4
− 188	85	− 15,5	− 41,0	− 20,2	− 10,5	− 17,5	− 15,0
− 80	193	− 9,4	− 26,8	− 14,0	− 7,4	− 11,5	− 9,3
+ 20	293	0	0	0	0	0	0
+ 250	523	+ 30,3	+ 50,6	+ 35,7	+ 25,3	+ 30,0	+ 28,8
+ 500	773	+ 64,3	+ 88,9	+ 71,8	+ 58,3	+ 64,5	+ 62,5
+ 750	1023	+ 98,3	+114,5	+104	+ 94,4	+ 98	+ 96,7
+1000	1273	+132	+132	+132	+132	+132	+132
+1250	1523	+167	+145	+157,5	+174,5	+167	+167,5
+1500	1773	+201,5	+155	+181	+209	+202	+202
+∞	∞	—	+226	+∞	+∞	+∞	+∞

Tabelle 9.

Reststrahlen von Steinsalz. $\lambda = 51{,}2\ \mu$.

Temperatur in Celsiusgraden	Absolute Temperatur T	$\mathcal{J}$ beobachtet	$\mathcal{J}$ nach Wien	$\mathcal{J}$ nach Thiesen	$\mathcal{J}$ nach Rayleigh	$\mathcal{J}$ nach Lummer und Jahnke	$\mathcal{J}$ nach Planck
− 273	0	—	−121,5	− 44	− 20	− 27	− 23,8
− 188	85	− 20,6	−107,5	− 40	− 19	− 24,5	− 21,9
− 80	193	− 11,8	− 48,0	− 21,5	− 11,5	− 13,5	− 12,0
+ 20	293	0	0	0	0	0	0
+ 250	523	+ 31,1	+ 63,5	+ 40,5	+ 28,5	+ 31	+ 30,4
+ 500	773	+ 64,5	+ 96	+ 77	+ 62,5	+ 65,5	+ 63,8
+ 750	1023	+ 98,1	+118	+106	+ 97	+ 99	+ 97,2
+1000	1273	+132	+132	+132	+132	+132	+132
+1250	1523	+164,5	+141	+154	+167	+165,5	+166
+1500	1773	+196,8	+147,5	+175	+202	+198	+200
+∞	∞	—	+194	+∞	+∞	+∞	+∞

Tabelle 10.

Reststrahlen von Quarz. $\lambda = 8{,}85\ \mu$.

Temperatur in Celsiusgraden	Absolute Temperatur T	$\mathcal{J}$ beobachtet	$\mathcal{J}$ nach Wien	$\mathcal{J}$ nach Thiesen	$\mathcal{J}$ nach Rayleigh	$\mathcal{J}$ nach Lummer und Jahnke	$\mathcal{J}$ nach Planck
− 273	0	−	− 1,96	− 1,40	− 1,00	− 1,53	− 1,41
− 173	100	− 1,6	− 1,96	− 1,40	− 1,00	− 1,53	− 1,41
− 73	200	− 1,5	− 1,82	− 1,30	− 0,92	− 1,42	− 1,31
+ 27	300	−	+ 0,10	+ 0,12	+ 0,10	+ 0,18	+ 0,1
+ 100	373	+ 3.4	+ 4,07	+ 3,06	+ 2,21	+ 3.5	+ 3.0
+ 227	500	+ 13,5	+ 16,5	+ 12,61	+ 9,60	+ 13.5	+ 12,4
+ 527	800	+ 53,5	+ 60,5	+ 53,4	+ 44.3	+ 53.2	+ 50,3
+ 827	1100	+102	+107,0	+102,3	+ 96,7	+102	+ 99,8
+1000	1273	+132	+132	+132	+132	+132	+132
+1127	1400	+154	+147,7	+154,6	+160	+154	+154,6
+1427	1700	+252,5	+182,3	+206,5	+229	+210	+213,5

einer Arbeit von Rubens u. Kurlbaum[1]) finden, zeigen, inwieweit verschiedene der vorstehend aufgeführten Spektralgleichungen die tatsächlichen Verhältnisse richtig wiedergeben. Es erhellt aus ihnen die Überlegenheit der Planckschen Formel über die anderen.

Wir hätten somit für die schwarze Strahlung die folgenden vier Gleichungen, welche eine quantitative Bestimmung ermöglichen:

$$E = \int_0^\infty e_\lambda d\lambda = \sigma T^4 \quad \text{(Stefan-Boltzmann)} \quad (4)$$

$$\lambda_{\max} T = A \quad \text{(Wien)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

$$\mathcal{J}_{\max} T^{-5} = B \quad \text{(Wien)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$E = c_1 \lambda^{-5} \left(e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1 \right)^{-1} \text{(Planck)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Es erübrigt nunmehr, auf die praktischen Methoden der optischen Pyrometrie näher einzugehen.

1) H. Rubens und F. Kurlbaum, Ann. d. Phys. (4) **4**, 649—666, 1901 und Astrophys. Journ. **14**, 335, 1901.

Wesentlich von historischem Interesse ist eine Methode, welche gleichsam auf dem Draperschen Gesetz basiert: In der Technik erfolgt häufig eine rohe Schätzung der für einen Prozeß erforderlichen Temperatur durch den betreffenden Arbeiter auf Grund des Aussehens des dem Prozeß unterliegenden Körpers. Es ist klar, daß hierzu ein sehr geübtes Auge notwendig ist, und daß individuelle Eigentümlichkeiten des Beobachters eine große Rolle spielen. Man hat daher schon verhältnismäßig früh versucht, gewisse Normen in Gestalt von Farbentabellen aufzustellen. Hier sind zu nennen die Arbeiten von Pouillet[1]), White und Taylor[2]) und Howe.[3]) Waidner und Burgess[4]) geben folgende Zusammenstellung dieser „Temperatur-

1) Pouillet, Recherches sur les hautes températures et sur plusieurs phénomènes qui en dépendent. C. R. **3**, 784—790, 1836.

2) White and Taylor, Eng. and Min. J., Dec. 23rd, 1899.

3) Howe, Eng. and Min. J. **69**, 75, 1900.

4) C. W. Waidner and G. K. Burgess, a. a. O. S. 209.

Tabelle 11.

White und Taylor	C	F	Pouillet	C	F	Δ_1	Howe	C	F	Δ_2
							Dunkelstes Rot, im Dunkeln sichtbar	470	878	−90
							Dunkelstes Rot, bei Tageslicht sichtbar	475	887	< P
Dunkelrot, blutrot, dunkelrot	556	1050	Dunkelstes Rot	525	977	....				
Dunkelkirschrot	635	1175	Dunkelrot	700	1292	+242	Dunkelrot	550 bis 625	1022 bis 1157	−28 bis −18
Kirschrot, volles Rot	746	1375	DunkelstesKirschrot	800	1472	+297				
Hellrot, Hellkirschrot	843	1550	Kirschrot	900	1652	+277	Volles Kirschrot	700	1292	−83
Orange	899	1650	Hellkirschrot	1000	1832	+282	Hellrot	850	1562	+12
Hellorange	941	1725	Dunkelorange	1100	2012	+362				
			Hellorange	1200	2192	+467				
Gelb	996	1825					Volles Gelb	950 bis 1000	1742 bis 1832	−83 bis +7
Hellgelb	1079	1975								
Weiß	1205	2200	Weiß	1300	2372	+172	Hellgelb	1050	1922	−53
			Sehr helles Weiß	1400	2552		Weiß	1150	2108	−98
			Blendend weiß	1500 bis 1600	2732 bis 2912					

skalen", aus welcher die Ungenauigkeit derselben leicht ersichtlich wird.

Diese Tabelle 11 enthält die Angaben der verschiedenen Skalen in Celsiusgraden (C) und in Fahrenheitgraden (F). Unter Δ_1 ist verzeichnet, um wieviel Fahrenheitgrade die Angaben von Pouillet höher sind als die von White und Taylor, und unter Δ_2, um wieviel die Angaben Howes über denen von White und Taylor liegen. Da es hier nicht darauf ankommt, die Abweichungen Δ genau zu bestimmen, die Zahlen vielmehr nur ein Bild von der geringen Zuverlässigkeit der ganzen Methode liefern sollen, so habe ich auf eine Umrechnung der Angaben auf Celsiusgrade verzichten zu können geglaubt, und die Tabelle ungeändert nach dem amerikanischen Original wiedergegeben.

Die Schwierigkeit der Farbenbestimmung suchten Mesuré und Nouel zu beseitigen. Ihr „pyrometrisches Teleskop" hat folgende Konstruktion (s. Figur 6).[1] Das Licht des

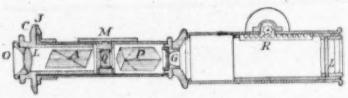


Fig. 6.

glühenden Gegenstandes geht zunächst durch die Mattglasscheibe G und wird hier diffus gemacht; es tritt alsdann durch den Polarisator P, die Quarzplatte Q und den Analysator A und gelangt durch das Okular OL in das Auge. Das Gesichtsfeld ist im allgemeinen farbig. Durch Drehung des Analysators wird die Färbung geändert. Der Winkel zwischen A und P bestimmt die Farbe. Man stellt den Apparat auf eine Übergangsfarbe zwischen Rot und Grün ein, für welche das Auge besonders empfindlich ist. Jede Temperaturänderung des beobachteten Körpers bedingt eine Änderung in der Zusammensetzung des von ihm ausgesandten Lichtes und somit eine Farbenänderung im Gesichtsfeld. Der Apparat, welcher in dieser Form nur zur Kontrolle der Konstanz der Temperatur dient, läßt sich zur Temperaturmessung benutzen durch Anbringung eines empirisch geeichten Teilkreises C mit Index $\mathcal{J}$ am Analysator. Durch Vorsetzen des Objektivs L, dessen Einstellung mittels des Zahntriebes R erfolgt, läßt sich die Empfindlichkeit des Instruments erhöhen. Auch dieser Apparat liefert keine genauen Angaben. Die Bestimmung der empfindlichen Farbe variiert nicht nur von Beobachter zu Beobachter, sondern selbst für einen und denselben Beobachter. Außerdem wird sie durch die Temperatur beeinflußt. Fehler von etwa 50° C bei 1000° C sind mit dem Instrument nicht zu vermeiden. Dasselbe hat übrigens in der keramischen Industrie vielfache Verwendung gefunden.[1])

Diejenigen Methoden der Pyrometrie, welche sich auf das Stefan-Boltzmannsche Gesetz stützen, haben meist den Nachteil, komplizierte Versuchsanordnungen und sorgsame Justierung zu erfordern, so daß sie wohl für den Gebrauch im Laboratorium, nicht aber für die industrielle Verwendung geeignet erscheinen. Als optische Methoden im strengen Sinne können sie auch nicht bezeichnet werden, denn die Messung der von dem zu untersuchenden Körper ausgesandten Energiestrahlung erfolgt nicht auf optischem Wege, sondern durch Apparate wie das Bolometer von Langley, das von Rubens und Nichols modifizierte Crookessche Radiometer, das Aktinometer von Pouillet und Violle, die Thermosäule, das Radiomikrometer von Boys oder das thermoelektrische Teleskop von Féry.[2]) Auch das letztgenannte Instrument ist trotz seines Namens nicht als ein optisches zu betrachten, denn die auffallende Strahlung wird auf eine Lötstelle eines empfindlichen Thermoelements konzentriert und durch den Ausschlag eines Galvanometers registriert. Der Apparat hat aber den Vorteil, leicht und bequem anwendbar zu sein, und mag deshalb hier Erwähnung finden.[3]) —

Die beiden Wienschen Gleichungen

$$\lambda_{\max} T = A \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

und

$$\mathcal{J}_{\max} T^{-5} = B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

haben bisher zu brauchbaren Methoden für die Temperaturmessung nicht geführt. Ein Pyrometer, welches auf eine dieser Gleichungen gegründet wäre, ist bislang nicht bekannt.

Die optischen Methoden der Pyrometrie im eigentlichen Sinne benutzen sämtlich die Strahlungsintensität monochromatischen oder nahezu monochromatischen Lichtes und das photometrische Prinzip. Die Verwendung dieses Prinzips für die Pyrometrie hat schon 1862 Becquerel[4]) vorgeschlagen, ohne selbst ein derartiges Instrument zu konstruieren.

Für monochromatische schwarze Strahlung innerhalb der Wellenlängen des sichtbaren Spektrums gilt die zweite Wiensche Formel

1) C. W. Waidner and G. K. Burgess, a. a. O. S. 225 bis 226.

1) Das Instrument wird fabriziert von Ducretet, 75 Rue Claude-Bernard, Paris.

2) Ch. Féry, La mesure des températures élevées et la loi de Stefan. C. R. **134**, 977—980, 1902.

3) Der Apparat wird fabriziert in Frankreich von Pellin, 21 Rue de l'Odéon, Paris, und in Deutschland von Keiser und Schmidt, Berlin N. 24, Johannesstraße 20/21.

4) Edm. Becquerel, Recherches sur la détermination des hautes températures au moyen de l'intensité de la lumière émise. C. R. **55**, 826—829, 1862. — Recherches sur la détermination des hautes températures et l'irradiation des corps incandescents. Ann. de Chim et de Phys. (3) **68**, 49—143. 1863.

$$\mathcal{J} = c_1 \lambda^{-5} e^{\frac{c_2}{\lambda T}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Dieselbe läßt sich auch in der Form

$$\log_{10} \mathcal{J} = K_1 + K_2 \frac{1}{T} \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

schreiben, wo

$$\begin{cases} K_1 = \log c_1 - 5 \log \lambda \\ K_2 = c_2 \dfrac{\log e}{\lambda} \end{cases}$$

ist. In dieser Gestalt gibt die Wiensche Gleichung eine lineare Beziehung zwischen $\mathcal{J}$ und $\frac{1}{T}$. Legt man also diese Formel einer pyrometrischen Methode zugrunde, so genügt zur Kalibrierung des Instruments die Messung der Energie bei zwei bekannten Temperaturen. Ist die in Betracht kommende Strahlung nicht schwarz, so behält das Gesetz trotzdem seine Gültigkeit, nur werden die Werte K_1 und K_2 andere.

Das optische Pyrometer von Le Chatelier[1]) war das erste nach diesem Prinzip konstruierte Instrument. Die beiden folgenden Figuren (7 und 8) sollen den Apparat veranschaulichen.[2]) Die Vergleichslampe L, eine kleine Gasolinlampe, sendet Licht durch die Linse L_1 auf den gegen die optische Achse um 45° geneigten Spiegel M. Von hier wird das

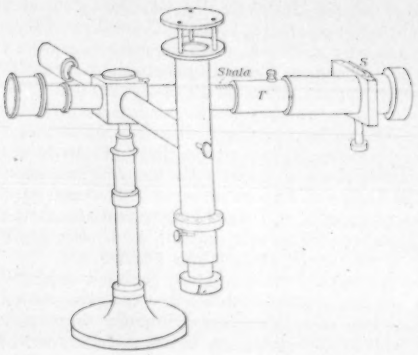


Fig. 8.

Licht reflektiert, und der durch eine kleine Blende gehende Teil der Strahlen wird in der Brennebene des Okulars vereinigt und durch ein rotes Glas beobachtet. Die von dem zu untersuchenden Objekt ausgehenden Strahlen werden durch das Objektiv vereinigt, gehen an der Kante des Spiegels M vorbei und liefern ein helles Feld unmittelbar neben dem von der Vergleichslampe erzeugten. Die Einstellung erfolgt auf gleiche photometrische Helligkeit der beiden Hälften des roten Gesichtsfeldes, und zwar mit Hilfe der vor dem Objektiv angebrachten Irisblende D, welche in der Nebenfigur noch gesondert gezeichnet ist. Die Öffnung der Irisblende wird an der Skala S abgelesen. Die Quadrate der abgelesenen Werte geben ein

1) Le Chatelier, Sur la mesure optique des températures élevées. C. R. **114**, 214—216, 1892. — Sur les températures développées dans les foyers industriels. C. R. **114**, 470—473, 1892.

2) Diese Figuren, sowie alle folgenden sind der Arbeit von Waidner und Burgess entnommen, da die dort gegebenen Zeichnungen wesentlich klarer und übersichtlicher sind, als die in den Originalarbeiten veröffentlichten.

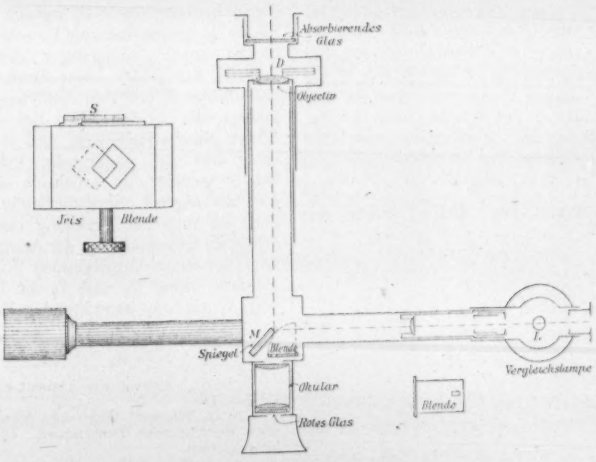


Fig. 7.

Maß für die Helligkeit des von dem glühenden Körper ausgesandten Lichtes. Durch Vorschalten einer oder mehrerer absorbierender Glasplatten von bekannten Absorptionskoeffizienten vor D bezw. vor L_1 läßt sich die Helligkeit der einen oder der anderen Hälfte des Gesichtsfeldes nach Bedarf herabsetzen und somit der Meßbereich des Instrumentes erweitern. In der Figur ist ein solches absorbierendes Glas vor D gezeichnet. Die Lampe L ist verstellbar montiert und wird so eingestellt, daß das Flammenbild durch die Kante von M gerade halbiert wird. Die Skala T dient zur Einstellung des Objektivs.[1])

Natürlich läßt sich statt der Gasolinlampe auch jede andere Lichtquelle von genügender Konstanz als Vergleichslichtquelle benutzen. Waidner und Burgess haben mit gutem Erfolg eine Glühlampe von geringer Spannung verwandt.

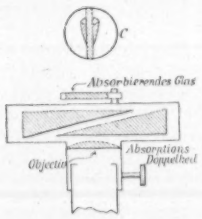


Fig. 9.

Als Modifikation des Le Chatelierschen Pyrometers ist das Absorptionspyrometer von Féry[2]) zu betrachten. Es zeigt nur geringe Abweichungen von dem Instrument Le Chateliers. An Stelle der Irisblende tritt hier ein Doppelkeil (Fig. 9) mit Zahntrieb, dessen Einstellung an einer Skala abgelesen wird, und der Spiegel M trägt einen versilberten Streifen, so daß das photometrische Feld die in Fig. 9 bei C gezeichnete Gestalt annimmt. Ist K der Absorptionskoeffizient des Glases, aus dem der Doppelkeil gefertigt ist, $\mathcal{J}$ die photometrische Helligkeit, x die Dicke des Doppelkeils, so ist

$$\mathcal{J} = i e^{Kx}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

wo i eine Konstante ist. Ferner haben wir nach Wien:

$$\mathcal{J} = A e^{-B/T}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11')$$

und somit

$$\frac{A}{i} e^{-\frac{B}{T}} = e^{Kx}, \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

also

$$Kx = \frac{A}{i} - \frac{B}{T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22')$$

1) Das Instrument wird verfertigt von Pellin, 21 Rue de l'Odéon, Paris.

2) Ch. Féry, Pyromètre à absorption. Journ. de Phys. (4) **3**, 32—37, 1904.

Es folgt daraus, daß $\frac{I}{T} = f(x)$ durch eine Gerade wiedergegeben wird. — Ein Vorzug der Féryschen Konstruktion gegenüber der von Le Chatelier ist darin zu erblicken, daß wegen der konstanten Öffnung eine Einstellung des Objektivs fortfällt. Féry hat das Pyrometer ferner dadurch wesentlich handlicher gestaltet, daß er es um eine horizontale Achse drehbar gebaut hat.[1])

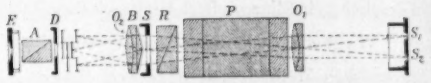


Fig. 10.

Einen dritten Weg zur Abgleichung der Helligkeit in den beiden Hälften des photometrischen Gesichtsfeldes hat Wanner[2]) eingeschlagen. Er verwendet nämlich zur Abgleichung einen Polarisator. Sein Pyrometer kann als eine Modifikation des Königschen Spektrophotometers[3]) gelten. Fig. 10 gibt eine schematische Darstellung der Konstruktion. Auf den Spalt S_1 fällt das Licht von der Vergleichsquelle nach diffuser Reflexion an einem rechtwinkligen Prisma, auf den Spalt S_2 das von dem zu untersuchenden Objekt. Die Linse O_1 macht beide Strahlenbündel parallel, und das geradsichtige Prisma P entwirft von jedem ein kontinuierliches Spektrum. Das Rochon-Prisma R zerlegt nun jeden der beiden Strahlen in zwei zueinander senkrecht polarisierte Strahlen. Von dem Licht einer bestimmten Wellenlänge würde somit die Linse O_2 vier Bilder um den Spalt D herum liefern. Durch die Einschaltung des Doppelprismas B vor O_2 werden zwei bestimmte Bilder entgegengesetzter Polarisation auf D gebracht unter gleichzeitiger Verdoppelung der Anzahl der Bilder. Der Spalt D wird durch das Okular E und den Analysator A betrachtet. Haben die beiden sich bei D berührenden Bilder gleiche Helligkeit, und steht der Analysator um 45° gegen die Polarisationsebene beider geneigt, so erscheint das Gesichtsfeld gleichmäßig hell. Sind die beiden Bilder ungleich hell, so muß zur Erzielung eines gleichmäßig erhellten Gesichtsfeldes der Analysator um einen an einer Skala abzulesenden Winkel φ gedreht werden. Sind $\mathcal{J}_1$ und $\mathcal{J}_2$ die Helligkeiten der von S_1 und S_2 herrührenden Bilder, so ist

$$\frac{\mathcal{J}_1}{\mathcal{J}_2} = \operatorname{tang}^2 \varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

1) Das Instrument wird fabriziert von Pellin, 21 Rue de l'Odéon, Paris.

2) H. Wanner, Über einen Apparat zur photometrischen Messung hoher Temperaturen. Diese Zeitschr. **3**, 112 bis 114, 1901.

3) Arthur König, Ein neues Spektralphotometer. Wied. Ann. **53**, 785—792, 1894.

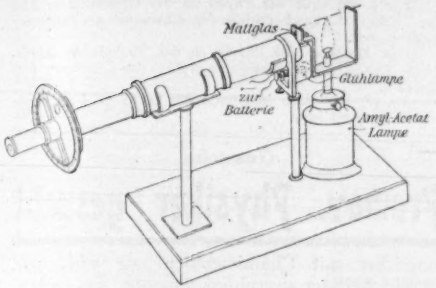


Fig. 11.

Figur 11 zeigt den Apparat zur Eichung montiert. Wanner benutzt als Vergleichslichtquelle eine kleine Glühlampe, welche von einer im Sockel des Instruments unterzubringenden Akkumulatorenbatterie gespeist wird. Zur Kontrolle der Lichtintensität der Glühlampe wird dem Apparat eine Hefner-Alteneckssche Amylacetatlampe beigegeben, welche ihr Licht auf S_2 wirft.[1])

Fast zu gleicher Zeit erschienen zwei weitere nahezu identische optische Pyrometer, dasjenige von Holborn und Kurlbaum[1]) und der Wärmemesser (Thermogage) von Morse.[2]) Beide Apparate gründen sich auf die Beziehung zwischen der Lichtstärke einer Glühlampe und dem Stromverbrauch. Diese Beziehung wird als bekannt und unveränderlich zugrunde gelegt. (Über die betreffenden experimentellen Untersuchungen finden sich ausführliche Angaben in den angeführten Veröffentlichungen von Holborn und Kurlbaum.) Figur 12 zeigt die Konstruktion des Apparates von Holborn und Kurlbaum. In der gemeinschaftlichen Brennebene des Okulars und des Objektivs befindet sich der U-förmig gestaltete Faden einer Glühlampe L, welche von der Akkumulatorenbatterie B gespeist wird. In den Stromkreis sind ein Rheostat und ein Milliampèremeter eingeschaltet. D sind Diaphragmen, S ist eine Stellschraube zur Einstellung des Objektivs. Um die Temperatur eines strahlenden Körpers zu messen, wird der Apparat auf diesen eingestellt, so daß ein Bild von dem Körper in der Ebene AC entsteht. Nun reguliert man mittels des Rheostaten den Strom so, daß der Glühfaden gegen den hellen Hintergrund verschwindet. Aus der Angabe des Milliampèremeters und der für die benutzte Glühlampe empirisch gefundenen Tabelle ergibt sich dann leicht die schwarze Temperatur des Körpers. Durch Verwendung geeigneter roter Absorptionsgläser vor dem Auge kann eine für den Beobachter allzu lästige Helligkeit gemildert werden.[3])

Der Morsesche Wärmemesser weicht in einigen Punkten von der Holborn-Kurlbaumschen Konstruktion ab, wie aus Figur 13 ersichtlich werden wird. Der Apparat hat zunächst weder Okular noch Objektiv, weshalb seine Einstellung einige Übung erfordert. Der Glühfaden ist spiralig gewunden. Der Rheostat ist mit zwei Hebeln ausgerüstet, einem für die grobe und einem zweiten für die feine Einstellung.[4])[5])

Waidner und Burgess[6]) haben sich der Mühe unterzogen, die verschiedenen Typen optischer Pyrometer auf ihre Brauchbarkeit hin zu prüfen. Sie untersuchten die Zuverlässigkeit der Angaben und den Anwendungsbereich

1) Das Instrument wird von der Firma Franz Schmidt & Haensch, Berlin S. 42, Prinzessinenstraße 16, gebaut und ist durch Dr. R. Hase in Hannover zu beziehen.

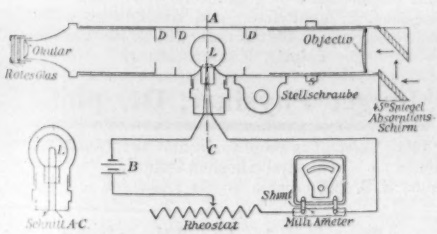


Fig. 12.

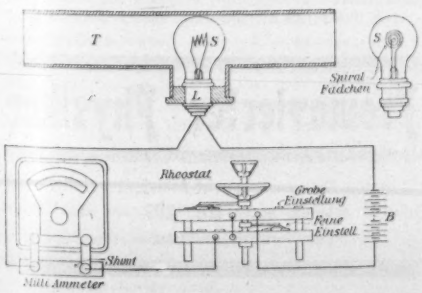


Fig. 13.

1) L. Holborn und F. Kurlbaum, Über ein optisches Pyrometer. Berl. Ber. 1901, 712—719. — Ann. d. Phys. (4) 10, 225—241, 1903.

2) Morse, U. S. A. Letters Patent 696878/1902 und 696916/1902. — American Machinist, 1903.

3) Der Apparat wird von der Firma Siemens & Halske in Berlin gebaut.

4) Der Apparat wird verfertigt von der Firma The Morse Thermo-Gage Company, Trumansburg, N. Y.

5) Infolge eines Patentverletzungsprozesses, der von The Morse Thermo-Gage Company angestrengt und zu ihren Gunsten entschieden worden ist, hat nunmehr das optische Pyrometer von Holborn und Kurlbaum aus dem Handel zurückgezogen werden müssen.

6) C. W. Waidner and G. K. Burgess, a. a. O. S. 241—243.

der einzelnen Instrumente. Einige Hauptergebnisse dieser Untersuchung mögen hier Erwähnung finden: Bei allen optischen Pyrometern läßt sich mit größerer oder geringerer Leichtigkeit eine Genauigkeit von 1 Proz. innerhalb des Anwendungsbereiches des betreffenden Apparates erzielen. Mit Ausnahme des Wannerschen Pyrometers ist die untere Temperaturgrenze für die Anwendbarkeit dieser Apparate etwa 600° C, für das Instrument von Wanner ist sie infolge des großen Intensitätsverlustes durch der Polarisation etwa 900° C. Der Morsesche Wärmemesser gestattet eine Verwendung bis etwa 1100° C, die übrigen Instrumente bis zu den höchsten praktisch erreichbaren Temperaturen. Das Férysche thermoelektrische Teleskop habe ich bei diesen Angaben als nicht optisches Instrument außer Acht gelassen.

Aufgabe der Zukunft dürfte es sein, die optischen Pyrometer ohne Einbuße an der Genauigkeit noch handlicher und vor allen Dingen wohlfeiler zu gestalten.

Berlin-Schöneberg, April 1905.

(Eingegangen 30. April 1905.)

Preisausschreiben.

Die Vereinigung der Industriellen Italiens (Associazione degli Industriali d'Italia) ladet Erfinder zum Wettbewerb um zwei Preise ein: Ein Preis von 6500 M. und eine goldene Medaille sollen verliehen werden für ein neues Verfahren zur Verhütung der Gefahr, die aus der Berührung von Hochspannungs- mit Niedrigspannungswicklung an elektrischen Drehstromformern entstehen kann. Ein zweiter Preis von 400 M. und eine goldene Medaille ist zu vergeben für eine einfache, zuverlässige und starke Sicherung zum Anhalten von Wagen, die an einem Drahtseil laufen, im Fall das Drahtseil reißt; die Erfindung muß auf die gewöhnlichen jetzt in Gebrauch befindlichen Drahtseilbahnen anwendbar sein.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Dr. E. Grandmougin wurde zum a. o. Professor der Chemie am Polytechnikum in Zürich ernannt.

Der a. o. Professor an der Universität München Dr. Richard Willstätter hat einen Ruf als Professor der Chemie an das Polytechnikum in Zürich erhalten.

Der Regierungsbaumeister O. Domke in Sablon bei Metz wurde zum etatsmäßigen Professor der Ingenieurwissenschaften an der Technischen Hochschule in Aachen ernannt.

Der o. Professor der Mathematik an der Universität Jena, Dr. phil. August Gutzmer, hat einen Ruf in gleicher Eigenschaft an die Universität Halle a. S. angenommen.

Der Professor für Mathematik an der Technischen Hochschule in Aachen, Dr. phil. Lothar Heffter, hat einen Ruf als o. Professor an die Kieler Universität angenommen.

Dem Abteilungsvorsteher im Geodätischen Institut zu Potsdam, Dr. phil. Alfred Westphal ist anläßlich seines Übertritts in den Ruhestand der Charakter als Geheimer Regierungsrat verliehen worden.

Der o. Professor der Physik an der Universität zu Kiel Dr. Philipp Lenard erhielt den Charakter als Geheimer Regierungsrat.

Dem Dozenten der Physik an der Technischen Hochschule Danzig Dr. J. Zenneck wurde der „Professor"titel verliehen.

Am 18. Juni starb in Upsala der Professor der Chemie Dr. Theodor Cleve.

Gesuche.

Promov. Physiker gesucht

möglichst mit Chemiestudien zur wissensch. Durcharbeitung verschied. Patente als dauernder Assistent gegen entsprech. Vergütung, ev. Beteiligung. Offert. unter **No. 197** an die Exp. dieser Zeitschrift.

Tüchtiger Physiker

für die Meßinstrumenten-Abteilung unserer Apparatefabrik baldigst **gesucht.** — Gefl. Angebote mit Bildungsgang, Gehalts-Ansprüchen etc. erbeten an

Allgemeine Elektrizitäts-Gesellschaft Apparatefabrik Berlin N. 31, Ackerstr. 71/76.

Physiker gesucht.

Für ein physikalisches Versuchslaboratorium wissenschaftl. Assistent mit langjähriger Erfahrung (Physik- und Chemiestudium) gesucht für jetzt oder Herbst. Angenehme, gutdotierte und selbständige Stellung, ev. Beteiligung. Offerten unter **201** an die Expedition Leipzig, Königsstraße 2.

Junger Physiker, Dr. phil.,

2 Jahre Assistent an geophys. Institut, **sucht Assistentenstelle** an einem **physikalischen Institut.** Nachrichten unter **H. S. 200** erbeten an die Redaktion d. Zeitschr.

Promovierter Physiker

sucht Assistentenstelle vom Wintersemester an. Offerten unter **199** an die Exp. dieser Zeitschrift.

Promovierter Physiker

mit besten Referenzen **sucht Assistentenstelle.** Gefl. Offerten erbeten unter **No. 202** an die Verlagsbuchhandlung.

Für die Redaktion verantwortlich Privatdozent Dr. Emil Bose in Göttingen. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.